

Электрон в классической электродинамике

Аннотация

После многих экспериментов было констатировано, что электрон и протон это два гироскопа имеющие заряд. Это объекты, которые подчинены законам классической динамики и электродинамики. Эти законы можно выразить математическими формулами без привлечения постулатов квантовой механики. Для этой цели написана эта статья.

Оглавление

1. Введение
 2. Электростатическое поле заряженного тора
 3. Механическое воздействие заряда на тор
 4. Спин электрона
 5. Магнитные свойства тора
 6. Явление прецессии вращающего тора
 7. Объяснение опыта Штерна и Герлаха
 8. Взаимодействие микрочастиц
 9. Расчёты
- Литература

1. Введение

В общепринятой в настоящее время модели атома, электрон рассматривается как облако или шарик, вращающийся вокруг имеющего положительный заряд ядра. Такая модель электрона и атома имеет множество недостатков и противоречий. В такой схеме электрон создаёт переменное магнитное поле, излучает, и атом не устойчив.

Опытные данные свидетельствуют, что электроны создают постоянные, а **не переменные** магнитные поля, при этом атомы очень устойчивы и энергии не излучают. Это свидетельствует о том, что магнитные поля создаются постоянными токами, магнитные поля которых независимы от времени. На основании опытов было установлено: магнитный момент электрона пропорционален механическому, что придаёт электрону свойства гироскопа, его магнитный момент можно изобразить на одной оси с механическим моментом количества движения, противоположно ему (рис.12). Таким свойствам электрона удовлетворяет его форма в виде тела с осевой симметрией вращающегося по инерции, и имеющего отрицательный заряд. Такой формой может быть шар, кольцо, диск, цилиндр и др. Всем опытными данным наиболее соответствует вид электрона в виде кольца в форме тора. Первую кольцевая модель электрона предложил А. Парсон [6]. Различные теории строения атома, где рассматривается кольцевая модель электрона,

приведены в [2,6,10]. В [1,4] автором предлагается модель атома, где электрон имеет форму тора. Когда электрон имеет отрицательно заряженную форму тора, а в центре находится положительно заряженное ядро [1, 4], то тогда при их вращении создаётся круговой постоянный ток (а не переменный), постоянное магнитное поле, и энергия не излучается. С точки зрения механики тело может вращаться по инерции бесконечно долго при отсутствии трения. Планеты вращаются по эллиптическим орбитам миллиарды лет. Однако если тела имеют электрические заряды, вращаться долго, как планеты не могут, так как возникает переменное магнитное поле, происходит потеря энергии. Постоянные магниты сохраняют свои свойства не ограниченное время, потому что внутри вращаются элементы, в виде тора или диска имеющие заряд, и не расходуют энергию. Определим, какие же характеристики будут присущи электрону имеющего форму тора.

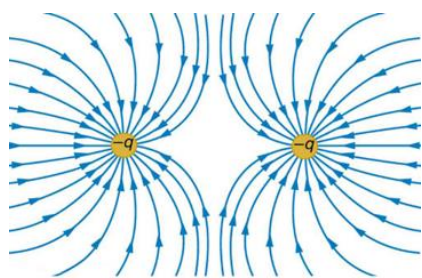


Рис.1

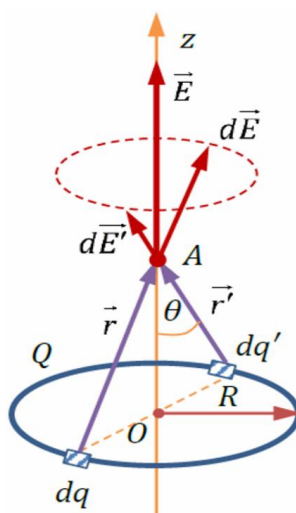


Рис.2

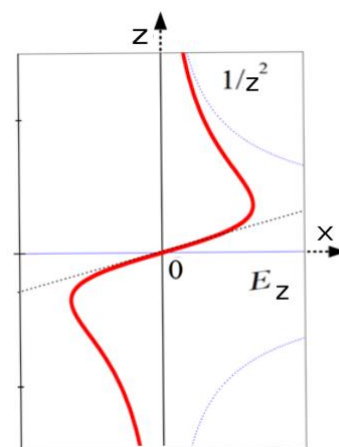


Рис.3

2. Электростатическое поле заряженного тора

Автор предлагает модели атомов, где электрон имеет форму тора или диска, с радиусом равным примерно радиусу атома. А в его центре находится ядро. Подробнее об этом [1, 4]. На рис.1 показано силовое электрическое поле двух элементарных отрицательных зарядов. В первом приближении силовое поле тора в секущей плоскости вдоль осевой линии, имеющего отрицательный заряд, будет иметь подобный вид. Рассмотрим тор, по которому равномерно распределен заряд $Q > 0$ (рис.2). Находим напряженность поля E и потенциал ϕ в точке A на оси тора ($OA = Z$). Разобьем тор на элементарные заряды dq и dq' равные по модулю и расположенные диаметрально противоположно. Векторы напряженности электрического поля каждого из этих зарядов одинаковы по модулю и направлены так, что концы этих векторов образуют конус с вершиной в точке A (штриховой линией показано основание этого конуса). Проекция

этих векторов на плоскость тора компенсируются, поэтому суммарный вектор направлен вдоль оси z при ($Z > 0$). Вычислим E_z . Напряжённость и потенциал поля элементарного заряда:

$$dE = k dq / r^2, \quad dE_z = k dq \cos\theta / r^2, \quad d\varphi_z = kdq/r,$$

где $\kappa = 1/4\pi\epsilon_0$, $r = (R^2 + Z^2)^{1/2}$, $\cos\theta = Z/r = Z / (R^2 + Z^2)^{1/2}$.

Величины r и θ (угол) одинаковы для всех элементов dq . Подставив их, получим:

$$dE_z = kZdq / (R^2 + Z^2)^{3/2}.$$

Здесь все величины постоянные, кроме dq . Проинтегрируем по q :

$$E_z = \int_0^Q \cdot k Z dq / (R^2 + Z^2)^{3/2} = k Z Q / (R^2 + Z^2)^{3/2}. \quad (1)$$

Зависимость проекции на ось z вектора напряжённости \mathbf{E}_z представлена на графике рис. 3. Видно, что на малых расстояниях от центра тора эта зависимость линейная. На больших расстояниях она обратно пропорциональна квадрату расстояния (тор становится “точечным” зарядом). Направлен вектор \mathbf{E}_z вдоль оси z . Для центра тора ($Z = 0$) получаем $E_0 = 0$, т.е. поля, создаваемые противоположными участками тора, взаимно компенсируются. Поскольку при $Z = 0$ и при $Z = \infty$ электрическое поле равно нулю, где-то при промежуточном значении электрическое поле тора максимальное. Найдем эту точку, дифференцируя выражение для напряженности E_z по расстоянию Z . $dE/dz = kQ(R^2 - 2Z^2)/(R^2 + Z^2)^{5/2}$.

Приравнивая производную нулю, находим точку $Z_{max} = R/\sqrt{2}$, где поле максимально. Оно равно в этой точке

$$E_{max} = 2k Q / 3\sqrt{3}R^2.$$

На большом расстоянии от тора

$$E_z = kQ/Z^2. \quad (2)$$

Сила, действующая на заряд g , расположенный в электростатическом поле с напряженностью E_z , численно равна $F = E_z g$. Сила кулоновского взаимодействия между двумя электронами в виде торов, на большом расстоянии Z , находящимися на одной оси (рис 17), будет определяться формулой:

$$F_z = E_z e = ke^2/Z^2. \quad (3)$$

Напряженность поля первого тора в центре второго тора равна их сумме

$$E_e = E_1 + E_2 = kZe/(R^2 + Z^2)^{3/2},$$

так как $E_2 = 0$. Поэтому

$$F_e = kZ e^2 / (R^2 + Z^2)^{3/2}. \quad (4)$$

Как было сказано выше, потенциал поля элементарного заряда в точке A $d\varphi_z = kdq/r$. Интегрируя это выражение, находим:

$$\varphi(z) = \int_0^Q \cdot kdq/r = k Q / (R^2 + Z^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Поскольку при $Z = \infty$ потенциал равен нулю, то и постоянная интегрирования также равна нулю. Потенциал в центре тора будет равен:

$$\varphi_0 = kQ/R. \quad (6)$$

Определим поле бесконечно тонкого кольца радиуса R , вдоль которого равномерно распределен заряд Q . На единицу меры угла приходится заряд $\tau = Q/2\pi$.

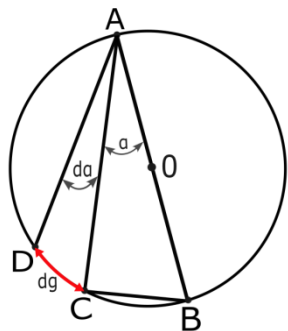


Рис.4

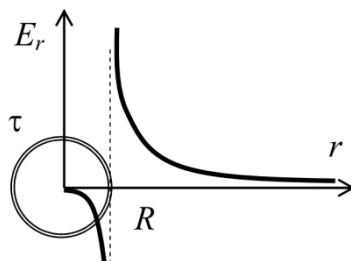


Рис.5

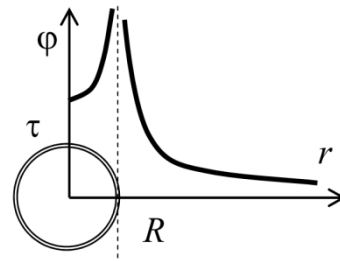


Рис.6

На рис.4 показано бесконечно тонкое кольцо, в точке A которого найдем потенциал. $\varphi_A = \int 2kd\tau/AC$, где цифра 2 учитывает то, что имеем 2 полуокружности, $d\tau$ – заряд, приходящийся на дугу CD элементарного угла da можно считать элементарным и сосредоточенным в точке C , равным $d\tau = Q da / 2\pi$, $AC = 2R \cos \alpha$.

Угол α изменяется от нуля до $\pi/2$. Подставив эти значения, получим:

$$\varphi_A = \int kQ da / 2\pi R \cos \alpha.$$

Проинтегрировав это выражение, найдем

$$\varphi_A = kQ \ln \operatorname{tg}(\alpha/2 + \pi/4) / 2\pi R.$$

Подставив значение угла от нуля до $\pi/2$, получим:

$$\varphi_A = kQ (\ln \operatorname{tg} \pi/2 - \ln \operatorname{tg} \pi/4) / 2\pi R = kQ (\ln \infty - \ln 1) / 2\pi R = \infty$$

Таким образом, потенциал бесконечно тонкого заряженного кольца равен бесконечности, как и потенциал точечного заряда. Математически это означает что и их энергия бесконечна. Что противоречит реальности. На рис.5 и рис.6 показано напряженность поля E_r и потенциал $\varphi(r)$ бесконечно тонкого заряженного с линейной плотностью τ кольца в его плоскости [11].

Путь преодоления этого парадокса состоит в предположении, что все существующие в природе заряды, в том числе и элементарные, представляют собой тела конечного определенного размера (что иногда не учитывается в квантовой механике). Для примера, потенциал на краю сплошного диска радиуса R равен $\varphi_D = \sigma R / \pi \epsilon_0$ [5,6], (конечная величина). Найдем электрическую энергию W_g взаимодействия тора с телом, имеющим заряд g .

Энергия взаимодействия заряда g , расположенным на оси Z , с зарядом Q , распределенным по кольцу, определяется суммой $W_g = \sum \Delta Q g k / r_i$, где ΔQ - заряд бесконечно малого фрагмента кольца, r_i - расстояние этого фрагмента до g . Поскольку все r_i одинаковы и равны $(R^2 + Z^2)^{1/2}$, то

$$W_g = kgQ / (R^2 + Z^2)^{1/2}. \quad (7)$$

Найдем, какое будет иметь движение это тело массой m , если в начальный момент оно находится на расстоянии Z_n от центра тора на его оси, и заряд этого тела имеет противоположный знак, чем заряд тора. В этом случае на тело действует сила, направленная к центру вдоль оси тора:

$$F_g = E_z g = kg QZ / (R^2 + Z^2)^{3/2}. \quad (8)$$

Поскольку $R^2 + Z_n^2 \approx R^2$ при $Z_n \ll R$, второй закон Ньютона для тела будет иметь вид: $md^2z/dt^2 = kgQZ/R^3$. Это - уравнение гармонических колебаний [9] с циклической частотой:

$$\omega_z = (kgQ/mR^3)^{1/2}. \quad (9)$$

3. Механическое воздействие заряда на тор

Рассмотрим случай, когда в торе радиусом R и зарядом Q находится в его центре тело имеющее заряд q_0 , знак которого аналогичный заряду тора. Найдем, каково приращение силы, растягивающей тор. Сравним силы растяжения тора без заряда внутри (рис.7) и с зарядом (рис.8).

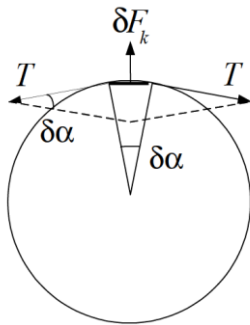


Рис.7

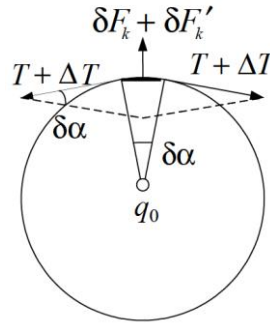


Рис.8

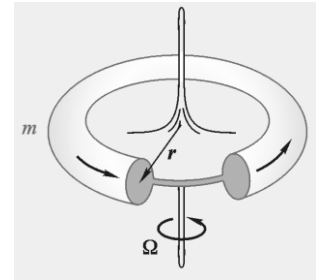


Рис.9

Выделим бесконечно малый элемент тора, видимый из его центра под углом $\delta\alpha$, и сравним силы, действующие на выбранный элемент в двух случаях. На рис.7 обозначено: T - сила натяжения тора, уравновешенная силой δF_k выделенного элемента тора со всеми остальными элементами. Рис.8 отличается тем, что внутри тора имеется заряд q_0 , который добавил к прежней силе значение $\delta F'_k$, что привело к увеличению силы натяжения на ΔT [7]. Из условия равновесия элемента тора в обоих случаях следует:

$$T \delta\alpha = \delta F_k; \quad (T + \Delta T) \delta\alpha = \delta F_k + \delta F'_k.$$

Из этих соотношений находим $\Delta T \delta\alpha = \delta F'_k$. Из закона Кулона следует $\delta F'_k = kq_0 \delta Q / R^2$, где $\delta Q = Q \delta\alpha / 2\pi$ - заряд бесконечно малого элемента тора. Подставив эти значения, получим

$$\Delta T = k q_0 Q / 2\pi R^2. \quad (10)$$

Сила ΔT будет увеличивать растяжение тора, если внутри тора в его центре будет находиться заряд, знак которого будет аналогичным со знаком заряда самого тора. Очевидно, дополнительная кулоновская сила ΔT , сжимающая тор появится при присутствии в центре тора тела с зарядом другого знака, чем сам тор. Из формулы (10) следует, что чем меньше размер электрона, тем больше электростатические силы, стремящие его разорвать.

4. Спин электрона

Протон и электрон — это объекты, взаимодействующие по законам классической электродинамики. Хотя электрон и протон открыты весьма давно до сих пор почти ничего не известно о внутреннем строении этих двух универсальных составляющих материи. Как протон, так и электрон - это вращающаяся материя, тор (рис.9).

После многих экспериментов было констатировано, что электрон и протон — это два почти идентичных гироскопа. \mathbf{L} - Кинетический момент, или величина момента количества движения тела, или еще называют момент импульса тела, величина, определяющая понятие гироскопа. Это - мера ориентационной упругости вращающегося объекта: чем больше кинетический момент, тем труднее изменить ориентацию его оси. В случае вращающегося тора (рис19), так как $r \ll R$, кинетический момент можно выразить через массу тора m , его радиус R и угловую скорость вращательного движения Ω (рис.12):

$$L_m = mR^2 \Omega = mR v = \hbar, \quad (11)$$

где \mathbf{v} - скорость, с которой движутся точки тора. В отличие от этого, у электрона величина кинетического момента (**спин**) в составе атома равен только половине постоянной Планка \hbar . Величину mR^2 называют моментом инерции тонкого кольца или тора. Кинетическая энергия тора выражается [9] формулой

$$W_k = mR \Omega^2 / 2. \quad (12)$$

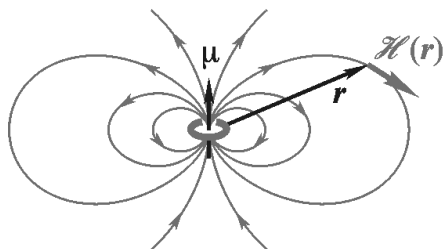


Рис.10

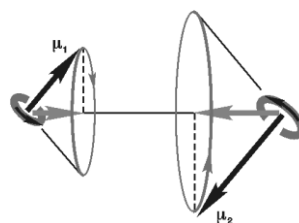


Рис. 11

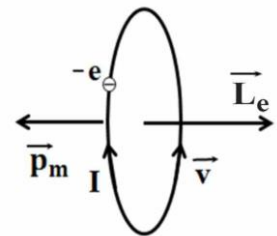


Рис.12

Различные опыты указывают, что электрон, а тем более протон, очень маленькие объекты, но не математические точки, лишенные размера. Чтобы отобразить крутильные моменты, действующие на электрон или протон, необходимо ввести понятие магнитного момента, создающего магнитное поле [10]. На рис.10 показано магнитное поле частицы в виде тора в обозначениях [2]. На рис. 11 две частицы в форме тора показано, что они изменяют свою ориентацию из-за действия крутильных моментов.

Оси вращения взаимодействующих частиц прецессируют вокруг прямой, соединяющей обе частицы [2].

Опытные данные свидетельствуют, что электроны, протоны и нейтроны создают магнитные поля. Тор, имеющий заряд, можно рассматривать при его вращении как замкнутый плоский контур (рис.12) с током i . Магнитный момент его называют вектор $\mathbf{p}_m = i\mathbf{S}$, где \mathbf{S} – вектор равный по модулю площади тора. Ток $i = e v/2\pi R$, где e - элементарный электрический заряд, v – линейная скорость вращения тора, R - его радиус [8]. Ток i по законам электромагнитных явлений создаёт магнитное поле. Это магнитное поле эквивалентно полю магнита с моментом $\mu = iS$ (рис.10) и (рис.11). Опыт показал, что магнитный момент, как электрона, так и протона и нейтрона пропорционален постоянной Планка: $p_m = \dot{s} \gamma \hbar$. Причем коэффициент пропорциональности $\gamma = p_m/L = e/m = 2 p_m / \hbar$ называется гиромангнитным отношением частицы. Квантово-электродинамический расчет дает гиромангнитное отношение для электрона в два раза большее, чем для орбитального движения электрона. Поэтому в эту формулу в квантовой механике вводится коэффициент, так называемый **спин** $\dot{s} = 1/2$. Понятию спина, при этом, придаются особые, почти мифические, свойства. Поскольку отношение магнитного момента к кинематическому моменту равно γ в составе атома для электрона, он имеет форму диска. В центре диска находится ядро атома. Получается устойчивая конструкция, так как ядро зафиксировано в центре диска. Заряд электрона равномерно распределен на краю диска. Поэтому магнитный момент диска будет таким же, как и у тора. Кинематический момент диска в два раза меньше чем у тора с таким же диаметром и массой. Формула для кинематического момента электрона, в форме диска в атоме, будет иметь вид:

$$L_e = mR^2 \Omega/2 = mR v/2 = \hbar /2. \quad (13)$$

Для электрона формула для магнитного момента будет иметь вид:

$$p_m = i \pi R^2 = e vR/2 = e\hbar/2m = \gamma L_e = \mu_B, \quad (14)$$

где μ_B -магнетон Бора. Спин это вектор указывающий направление вращения частицы (электрона, протона, нейтрона и др.). Если электрон имеет форму диска, то его кинематический момент \mathbf{L}_e можно считать спином. Спин электрона \mathbf{L}_e и его магнитный момент \mathbf{p}_e пропорциональны друг другу. Они направлены во взаимно противоположные стороны (рис.12).

Принято считать, что собственный магнитный момент электрона равен магнетону Бора. Точные измерения магнитного момента электрона показали,

однако, что эта величина равна магнетону Бора лишь приближенно ($p_e / \mu_B = 1,0011596521869$). Поправку, назвали «аномальным магнитным моментом». Аномальным магнитным моментом обладают многие другие элементарные частицы. Так, для протона аномальный магнитный момент больше ядерного "нормального" магнетона $p_p = e\hbar/m_p$ в 2,79 раза. Хотя нейтрон и не обладает электрическим зарядом, но его магнитный момент также существует и значительно больше ядерного магнетона $p_n = e\hbar/m_n$ в 1,91 раза.

5. Магнитные свойства тора

Определим магнитную индукцию на оси тора на расстоянии Z от его центра, а также в центре. Определим, прежде всего, направление векторов $d\mathbf{B}$ от элементов тока $i d\mathbf{l}$ в рассматриваемом случае.

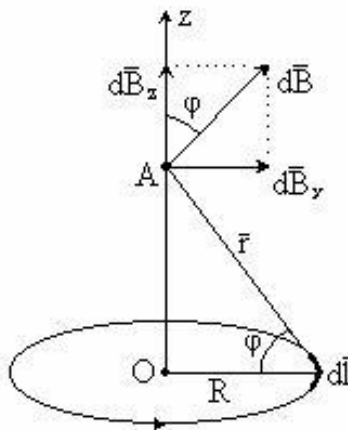


Рис.13

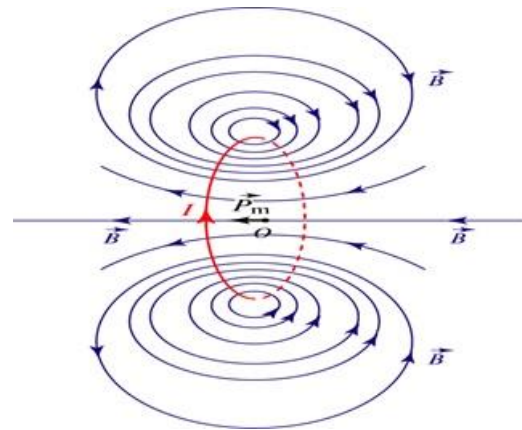


Рис.14

По закону Био-Савара-Лапласа оно определяется векторным произведением $d\mathbf{l} \times \mathbf{r}$, то есть векторы $d\mathbf{B}$ перпендикулярны как вектору $d\mathbf{l}$ так и \mathbf{r} . Это означает, что векторы $d\mathbf{B}$ располагаются "веером" (по поверхности конуса) вокруг оси симметрии кольца с вершиной в точке A (см. рис.13).. Из симметрии расположения векторов $d\mathbf{B}$ относительно оси OZ очевидно, что суммирование даст результирующий вектор, направленный вдоль оси OZ . Остается найти лишь сумму проекций векторов $d\mathbf{B}$ на это направление. $d\mathbf{B}_z = \mu_0 i \sin\varphi d\mathbf{l} / 4\pi r^2$.

Интегрируя, получим: $B_z = \mu_0 R i \sin\varphi / 2 r^2$.

Учитывая, что $r = (R^2 + Z^2)^{1/2}$, $\sin\varphi = R/r = R/(R^2 + Z^2)^{1/2}$, $i = e v / 2\pi R$.

Ответ можно представить в виде

$$B_z = \mu_0 i R^2 / 2 (R^2 + Z^2)^{3/2}. \quad (15)$$

$$B_z = \mu_0 R e v / 4\pi (R^2 + Z^2)^{3/2}. \quad (16)$$

Можно выразить величину вектора \mathbf{B}_z также через магнитный момент тора

$$\mathbf{B}_z = \mu_0 \mathbf{p}_m / 2 \pi (R^2 + Z^2)^{3/2}. \quad (17)$$

На большом расстоянии от тора ($Z \gg R$) магнитное поле

$$\mathbf{B}_z = \mu_0 \mathbf{p}_m / 2 \pi Z^3. \quad (18)$$

Индукция магнитного поля тора убывает обратно пропорционально кубу расстояния Z от него (аналогично электрическому полю диполя) [7,12]

В центре тора $Z = 0$, поэтому $\mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{p}_m / 2 \pi R^3$. (19)

На рис.14 показано магнитное поле вращающегося, с зарядом тора. Найдем выражение для индукции магнитного поля тора в точке M на расстоянии, значительно превышающем его размеры и не находящейся на оси тора [12]. Будем искать величину индукции магнитного поля в точке M с координатами (x,y) , определяемой радиус-вектором \mathbf{r} с центром в точке O . Найдем выражение для индукции магнитного поля тора в этой точке (рис.15). Направление этого вектора привязано к направлению отсчёта угла θ (рис.15). Индукция магнитного поля в этой точке будет иметь следующее

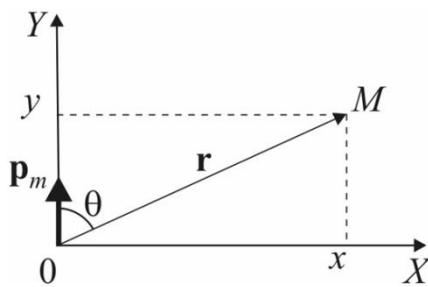


Рис.15

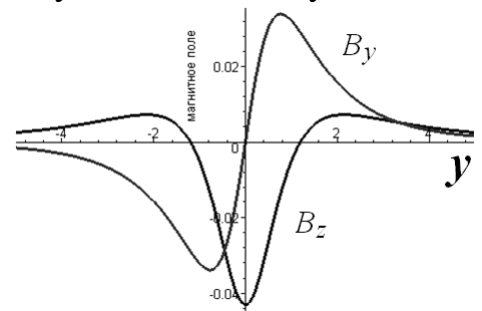


Рис.16.

выражение $\mathbf{B} = \mu_0 4\pi [3 (\mathbf{p}_m \mathbf{r})\mathbf{r}/r^5 - \mathbf{p}_m / r^3] / 4\pi$ [7,12].

модуль этого вектора равен: $B = \mu_0 p_m (1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2} / 4\pi r^3$.

Что полностью совпадает с выражением для вектора \mathbf{E} - поля точечного электрического диполя [7]. Вот поэтому тор с током можно назвать магнитным диполем (по аналогии с электрическим диполем). Определим проекцию вектора \mathbf{B} на ось X . Так как магнитный момент диполя перпендикулярен этой оси, то

$$(\mathbf{p}_m / r^3)_x = 0, \mathbf{B}_x = \mu_0 [3 (\mathbf{p}_m \mathbf{r})\mathbf{r}/r^5]_x / 4\pi = \mu_0 3 p_m r \cos \theta r \sin \theta / 4\pi r^5.$$

Здесь θ – угол между векторами \mathbf{p}_m и \mathbf{r} , поэтому:

$$\cos \theta = y/r; \sin \theta = x/r; r = (x^2 + y^2)^{1/2}.$$

Отсюда получаем

$$B_x = 3\mu_0 p_m xy / 4\pi (x^2 + y^2)^{5/2}.$$

Аналогично имеем для компоненты магнитного поля, параллельной оси Y :

$$\mathbf{B}_y = \mu_0 [3 (\mathbf{p}_m \mathbf{r})\mathbf{r}/r^5 - \mathbf{p}_m / r^3]_y / 4\pi = \mu_0 (3 p_m r^2 \cos^2 \theta / r^5 - p_m / r^3) / 4\pi,$$

или

$$B_y = \mu_0 p_m (2y^2 - x^2) / 4\pi (x^2 + y^2)^{5/2}.$$

Окончательно получаем

$$B = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2} = \mu_0 p_m [(2y^2 + x^2)^2 + x^2 + y^2] / 4\pi (x^2 + y^2)^{5/2}. \quad (20)$$

На рис. 16 показано магнитное поле кругового тока. Нормированные зависимости проекций магнитного поля $B_y(y)$ и $B_z(y)$ [12]. Индукция магнитного поля тора бывает удобно решать в сферической системе координат. В этом случае положение точки M определяется длиной

радиус-вектора \mathbf{r} и полярным углом θ , а величина магнитной индукции поля диполя в этой точке [12] может быть представлена как

$$B = \mu_0 p_m (3 \cos^2 \theta + 1)^{1/2} / 4\pi r^3. \quad (21)$$

На виток с током, находящийся в неоднородном магнитном поле B , действует сила $\mathbf{F}_m = \text{grad}(\mathbf{p}_m \mathbf{B})$. Если векторы \mathbf{p}_m и \mathbf{B} параллельны, то виток с током или тор будет втягиваться в область более сильного поля, а если \mathbf{p}_m и \mathbf{B} антипараллельны, то будет выталкиваться в область более слабого поля.

Электрические и магнитные поля двух контуров рис.17 будут примерно такими же, как и для двух тел в форме торов вращающихся и имеющих заряды. Определим силу, возникающую при магнитном взаимодействии круговых токов двух вращающихся торов имеющих заряды. Рассмотрим случай, когда оба тора находятся на одной оси, расстояние между их центрами равно Z , а направление магнитных моментов \mathbf{p}_m совпадает (рис.17). Известно, что на виток кругового тока в магнитном поле действует сила $F = p_{m2} dB_1/dZ$, где B_1 - магнитная индукция поля, создаваемая первым тором в месте нахождения второго тора. Выберем ось Z в направлении векторов p_{m1} . Магнитная индукция определяется формулой (17), откуда

$$dB_1/dZ = -3\mu_0 Z p_{m1} / 2\pi (R^2 + Z^2)^{5/2}.$$

Полученный результат можно представить так :

$$F_m = -3\mu_0 Z p_m^2 / 2\pi (R^2 + Z^2)^{5/2}. \quad (22).$$

Вследствие того что $dB/dZ < 0$, проекция силы $F_m < 0$, т. е. Вектор \mathbf{F}_m направлен в сторону первого тора, в сторону уменьшения Z (рис. 17). Если векторы магнитных моментов направлены в разные стороны, то сила \mathbf{F}_m направлена на увеличение расстояния Z между торами. На большом расстоянии сила магнитного взаимодействия двух электронов в форме торов будет равна

$$F_m = 3\mu_0 p_m^2 / 2\pi Z^4. \quad (23).$$

Электростатическое отталкивание двух электронов на малом расстоянии компенсируется при соответствующей взаимной ориентации их спиновых осей магнитным притяжением. При этом обе частицы будут вращаться с одной и той же угловой скоростью вокруг прямой, соединяющей их центры (рис. 11). При этом $\mathbf{F}_m + \mathbf{F}_e = 0$ Подставив их значения из (4) и (22), будем иметь $kZ e^2 / (R^2 + Z^2)^{3/2} = 3\mu_0 Z p_m^2 / 2\pi (R^2 + Z^2)^{5/2}$.

Откуда $R^2 + Z^2 = 3\mu_0 p_m^2 / 2k e^2 \pi$,

$$\text{или} \quad Z_k = (3\mu_0 p_m^2 / 2k e^2 \pi - R^2)^{1/2}. \quad (24).$$

Таким образом, при расстоянии меньше Z_k между электронами возникнет сила притяжения, и происходит их спаривание. Этот факт имеет огромное значение, так как он объясняет механизм химических связей между атомами.

На большом расстоянии сила магнитного взаимодействия двух электронов в форме торов будет определяться формулой (23). Сила

кулоновского взаимодействия между двумя электронами в виде торов на большом расстоянии находящимися на одной оси Z , будет определяться формулой (3). Отношение электростатической силы к электромагнитной силе в этом случае будет $F_e / F_m = 2\pi kZ^2 e^2 / 3\mu_0 p_m^2$. (25).

Определим электрическую W_e и магнитную W_m энергию взаимодействия двух электронов расположенных на общей оси, на расстоянии Z между ними. Электрическая энергия двух заряженных тел определяется формулой (7).

Величины зарядов равны e . На большом расстоянии между электронами ($Z \gg R$). Поэтому будем иметь $W_e = ke^2/Z$. Из механики известно, что работа равна интегралу от произведения силы на путь. В нашем случае будем иметь $W_m = \int F_m dZ = \int 3\mu_0 p_m^2 dZ / 2\pi Z^4 = 9\mu_0 p_m^2 / 2\pi Z^3$.

Отношение электрической энергии взаимодействия двух электронов к магнитной будет равно $W_e / W_m = 2 ke^2 \pi Z^2 / 9\mu_0 p_m^2$. (26)

6. Явление прецессии вращающего тора

Когда на быстро вращающийся с частотой Ω тор воздействует постоянный по величине момент внешних сил (рис.11), возникает явление прецессии. В этом случае вектор момента импульса тела описывает конус вокруг фиксированного направления с некоторой угловой скоростью, называемой скоростью прецессии. Постоянный по величине момент внешних сил обусловлен магнитным взаимодействием кругового тока, образованного вращением тора, имеющим заряд e , с внешним магнитным полем. На этот контур со стороны внешнего магнитного поля действует вращательный момент сил $\mathbf{M} = \mathbf{r}_m \mathbf{B}$, стремящийся установить магнитный момент \mathbf{r}_m по направлению поля \mathbf{B} . Под действием момента \mathbf{M} вектор \mathbf{r}_m и соответственно

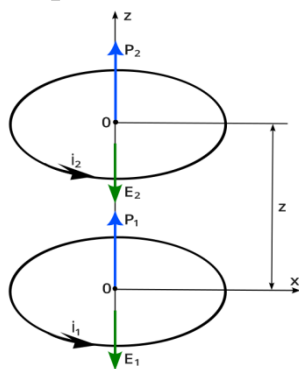


Рис.17

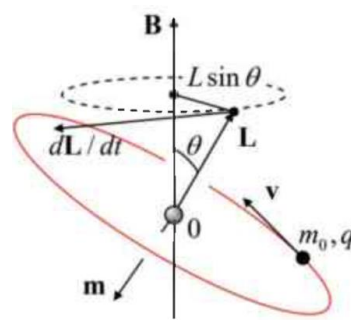


Рис.18

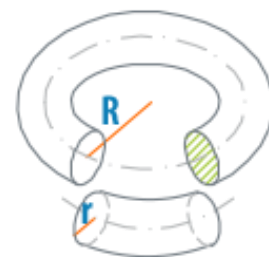


Рис.19

вектор момента импульса \mathbf{L} совершают в силу инерционности вращающегося кольца, прецессию вокруг направления вектора \mathbf{B} со скоростью ω_L (рис.18). Динамика движения кольца подчиняется уравнению моментов $d\mathbf{L}/dt = \mathbf{M}$. За время dt вектор \mathbf{L} получит приращение $d\mathbf{L}/dt = \omega_L \mathbf{L} \sin\theta$ (рис. 18). Эта величина равна модулю момента силы $M = p_m B \sin\theta$. Приравняв получим $\omega_L L \sin\theta = p_m B \sin\theta$. Откуда находим $\omega_L = p_m B / L$,

при $\Omega \gg \omega_L$. Подставив значения величин L_m и p_m из (11) и (14) окончательно получим
$$\omega_L = eB/2m. \quad (27)$$

Частоту ω_L называют частотой ларморовой прецессии. Её значение не зависит ни от скорости вращения тора ни от угла между векторами \mathbf{B} и \mathbf{p}_m , следовательно, для всех электронов одинакова.

7. Объяснение опыта Штерна и Герлаха

Во внешнем магнитном поле, направленном по оси вращения электрона Oz, согласно квантовой механике, возможны только две ориентации векторов \mathbf{L}_e и \mathbf{p}_e : 1) $L_{ez} = +\hbar/2$ и $p_{ez} = -\mu_B$; 2) $L_{ez} = -\hbar/2$ и $p_{ez} = +\mu_B$. Принято говорить, что в первом случае «спин направлен по полю», а во втором – «спин направлен против поля». Однако с точки зрения классической электродинамики это не совсем так. Так как атомы имеют магнитный момент, то на них в неоднородном магнитном поле кроме момента сил, стремящихся повернуть магнитные моменты в направлении поля, будет действовать сила, в сторону более сильного поля. Так же атом прецессирует с ларморовой частотой в магнитном поле вокруг направления этого поля. Наличие у атома механического момента не позволяет ему, повернуться так, чтобы его магнитный момент установился параллельно вектору магнитной индукции внешнего магнитного поля. Вращающийся электрон подобен гироскопу.

Результаты знаменитого опыта Штерна и Герлаха можно объяснить с точки зрения классических представлений. Пучок атомов пропускаться через сильное неоднородное магнитное поле и затем регистрировался на экране. Опыт показал, что атомный пучок расщепляется на два (и только два) компонента. Вначале атомы имеют магнитный момент, который произвольно ориентирован относительно магнитов. У половины атомов пучка вектор магнитного момента образует острый угол с вектором магнитной индукции магнитов. У второй половины атомов угол тупой. Поэтому половина атомов движется к одному полюсу магнита, а вторая половина ко второму полюсу. Вращение атомов с ларморовой частотой также у этих атомов будет происходить в разных направлениях. Дополнительное вращение электрона в магнитном поле с ларморовой частотой создает дополнительный магнитный момент направленный противоположно внешнему магнитному полю из-за отрицательного заряда электрона. Если спин атома составляет с полем B угол θ рис.18, то компонента спина вдоль поля равна $p_m \cos\theta$. Чем меньше угол между спином атома и вектором внешнего поля, тем сильнее ларморовская прецессия будет тормозить отклонению такого атома. Это будет способствовать выравниванию скоростей движения атомов вдоль вертикальной оси. Конечно, не у всех атомов отклонения будут одинаковы. Но и полоски на экране не очень тонкие. Опыт Штерна и Герлаха показал, что у нейтрального атома имеется магнитное поле, а не о каком то - квантовании.

8. Взаимодействие микрочастиц

Электрон, нейтрон и протон - это объекты, которые подчинены законам классической динамики, сформулированными Ньютоном и Эйлером. Это объекты, которые взаимодействуют согласно закону Кулона и силе Лоренца. Находящиеся вблизи две элементарные частицы, какими являются протон, нейтрон или электрон, будут изменять свою ориентацию из-за действия

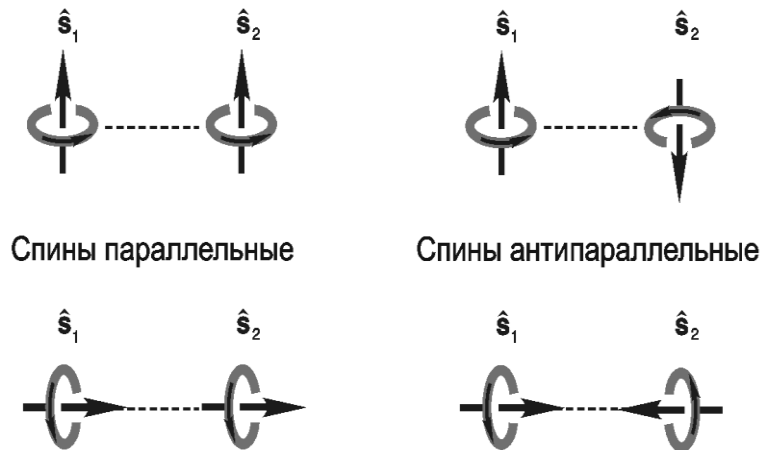


Рис.20

крутильных моментов. Эти изменения, описываемые уравнением Эйлера, довольно сложные. Однако достаточно рассмотреть простые случаи, когда оси вращения взаимодействующих частиц или остаются постоянно ориентированными в пространстве (рис. 20), или прецессирует вокруг прямой, соединяющей обе частицы (рис.11).

Существуют только четыре ситуации, когда крутильные моменты равны нулю и обе частицы могут оставаться неизменно ориентированными в пространстве. В одном случае - когда их оси ориентированы вдоль прямой, соединяющей эти частицы, в другом - когда они перпендикулярны к ней (рис. 20). Этот факт имеет огромное значение для рассуждений о строении микромира, так как он сужает область поиска решений, описывающих стационарные состояния набора частиц, какими являются протон, электрон и нейтрон.

9. Расчёты

Для расчетов по вышеприведенным формулам определимся с размерами электрона. Объем, тора определяется по известной формуле

$$V_T = 2\pi^2 Rr^2 = m/\rho,$$

где: r - радиус образующей окружности тора (рис19); $R \approx 0,53 \cdot 10^{-10}$ м - радиус тора принимаем равным, примерно, радиусу атома водорода; $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг - масса электрона; $\rho = 10^{17}$ кг/м³ - плотность ядерного вещества. Подставив эти размеры величин, получим:

$$r = (m/2\pi^2 \rho R)^{1/2} \approx 0,93 \cdot 10^{-19} \text{ м.}$$

Определим расстояние между электронами, меньше которого будет происходить их спаривание по формуле (23), где $\mu_0 = 12,57 \cdot 10^{-7}$ Н/А² – магнитная постоянная; $p_m = -0,93 \cdot 10^{-23}$ Дж/Тл – магнитный момент электрона; $k = 9 \cdot 10^9$ Н м²/Кл² – коэффициент пропорциональности; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона. Подставив численные значения величин, получим:

$$Z_k = | (3\mu_0 p_m^2 / 2k e^2 \pi - R^2) |^{1/2} = | (2,25 \cdot 10^{-25} - 2,8 \cdot 10^{-21}) |^{1/2} \text{ м.}$$

Поскольку первое слагаемое значительно меньше второго (на 4 порядка), его можно не учитывать. И тогда получим

$$Z_k \leq R \approx 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Определим скорость вращения электрона из формулы (13)

$$\Omega = 2p_m / eR^2 \approx 4,1 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}.$$

Определим линейную скорость вращения электрона имеющего форму тора из формулы (13)

$$v = 2p_m / eR \approx 2,2 \cdot 10^6 \text{ м/с.}$$

Это на два порядка меньше скорости света.

Определим величину отношения электростатической силы к электромагнитной силе взаимодействия между двумя электронами в виде торов, по формуле (25).

$$F_e / F_m = 2\pi k Z^2 e^2 / 3\mu_0 p_m^2 = 4,46 \cdot 10^{24} Z^2.$$

В пределах атома кулоновская сила значительно превышает электромагнитную. Вычислим увеличение силы натяжения заряженного тора при внесении в его центр дополнительного заряда e по формуле (10)

$$\Delta T = k e^2 / 2\pi R^2 = 1,47 \cdot 10^8 \text{ Н.}$$

Найдем величину дополнительного напряжения возникающего в теле тора при наличии дополнительного заряда в его центре.

$$\Delta \sigma = \Delta T / \pi r^2 = 5,4 \cdot 10^{45} \text{ Н/м}^2.$$

Это огромная величина, превышающая на много порядков самые прочные известные в настоящее время материалы, но и плотность ядерного вещества огромная. Вследствие большой плотности и малого размера протона и электрона, гравитационные силы будут направлены на ограничение напряжения от электростатических сил.

Литература

1. Плахута В. В. Модель атома. Международный журнал ДНА, вып. 57, стр.129 -151,2023
2. 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

3. Яворский Б. М., Детлаф А.А., Лебедев А.К. Справочник по физике для инженеров и студентов. 8-е изд., – М.: ООО «Издательство Оникс».- 2008.-1056 с.
4. Плахута В. В. Строение атомов таблицы Менделеева. Международный журнал ДНА, вып. 58, 2023
5. Васильев Б. В. Является ли нейтрон элементарной частицей? Сообщ. ОЯИРЗ-2014-77. Дубна, 2014. 6 с.
6. Колтовой Н.А. Подборка материалов: сайт <https://koltovoi.nethouse.ru> , книга 12.
7. Паршаков А. Н. Принципы и практика решения задач по общей физике. Часть 2. Электромагнетизм.М.: Издательство Пермского государственного технического университета. 2010. УДК 53(076.5) ББК 22.3 я73. 313с.
8. Иоффе А.Ф. Основные представления современной физики. Государственное издательство технико – теоретической литературы. Ленинград, 1949. Москва. 368 с.
9. Петровский И. И. Механика. М.: Изд-во Белорусского ун – та. Минск, 1973. 352 с.
10. Грызинский М. О физической сущности постоянной Планка, электроне и протоне // Поиск математических закономерностей Мироздания: физические идеи, подходы, концепции. Вып. 6. Новосибирск: Гео, 2008. С. 68–79.
11. Моржикова Ю. Б., Бехтерева Е. С. Электростатика. Практикум по решению задач. М.: Издательство Томского политехнического университета. 2014.
12. Киселев Д.Ф. и др. Электричество и магнетизм. Методика решения задач / Учебное пособие. М.: Физический факультет МГУ, 2010. 332 с.
13. Кузьмичев В. Е. Законы и формулы физики. – Киев: наукова думка, 1989.-864с.
14. Черкашин Ю. С. Электродинамика 2020 постмаквеловская: монография. – 5-е изд. – Чебоксары: ЦНС «Интерактив плюс», 2022. – 82 с.
15. Петров В. М. Мифы современной физики.- М.: Книжный дом <<ЛИБРОКОМ>>, 2012.-224 с. (Relata Refero.)