

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ НЕКОТОРЫХ МЕТОДОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

Сухоруков Г. И.

Братский государственный университет, Макаренко 40, г. Братск, 665709,

Россия, E-mail: nil_mu@brstu.ru

Физика как наука, зародившись в эпоху античности, прошла долгий и трудный путь развития. По мере накопления опытного материала ученые убеждались в том, что физический мир представляет собой объективную реальность, что он познаваем и может быть описан теоретически. Это вселяло в них веру в возможность понять законы, которые управляют сложными физическими процессами и явлениями. Длительный период накопления научной информации показал, что беспредельное многообразие физических явлений подчиняется относительно небольшому числу фундаментальных законов. Действия законов не зависят от воли людей. Законы природы нельзя придумать, отменить или уничтожить. Их можно открыть, изучить и эффективно использовать при решении сложнейших научно-технических проблем.

Успешное развитие современной физики в значительной степени обусловлено деятельностью человеческого разума. Одни и те же законы могут быть объяснены на основе разных теоретических концепций. Формулировки законов, как правило, лишь относительно верно отражают действительность. Они отвечают уровню знаний и образу мышления ученых, обобщающих экспериментальные факты. Фундаментальные экспериментальные исследования очень сложны и дорогостоящи. Для их успешного проведения и правильной интерпретации получаемой информации нужны теории, адекватно отражающие исследуемые процессы и явления. В начале XX века не была создана теория, точно описывающая строение эфира и характер его взаимодействия с твердыми, жидкими и газообразными телами. Поэтому при анализе ключевых

экспериментов современной физики проводились приблизительные расчеты, на основе которых часто делались неверные выводы.

Чтобы исключить привилегированную систему отсчета и дать право на жизнь принципу относительности, Эйнштейну пришлось отказаться от эфира. Однако такой подход к решению научных проблем обречен на неудачу. Можно отказаться от своих убеждений, но ликвидировать волевым путем реально существующую среду невозможно. В действительности, вопреки Эйнштейну, необъятные просторы Вселенной заполнены мировой средой – эфиром. Всю информацию об окружающем нас мире дают нам эфирные волны (световые, рентгеновские, радиоволны и т.д.). Установление волновой природы света и других излучений исключает всякие сомнения о достоверности существования эфира. Без среды понятие волны теряет смысл. Волновой процесс сопровождается переносом энергии, а она без материального носителя – эфира – не может передаваться. Эфирные волны приходят к нам как от самых далеких областей Вселенной, так и из глубин атомов и атомных ядер. Следовательно, все пространство макро- и микрокосмоса заполнено эфиром.

Когда факт существования эфира стал очевидным, ученые направили свои усилия на изучение его свойств. В 1851 году Физо провел эксперимент с целью установления характера взаимодействия эфира с движущимися телами. Результаты эксперимента показали, что движущаяся вода увлекает эфир частично. Коэффициент увлечения α для воды равен 0,46, что хорошо согласуется с формулой Френеля

$$\alpha = 1 - 1/n^2, \quad (1)$$

где n – показатель преломления. У воды $n=1,333$ [19] и, следовательно, $\alpha = 0,437$.

Ввиду хорошей согласуемости теоретического и экспериментального значений α для воды, ученые пришли к твердому убеждению, что степень увлечения эфира телами зависит только от их показателя преломления. У воздуха $n=1,000292$, и согласно формуле (1) коэффициент увлечения α , равный 0,0006,

очень мал. На основании этого был сделан вывод, что воздушная оболочка Земли практически не должна увлекать эфир и, таким образом, имеется принципиальная возможность определить скорость движения Земли относительно эфира.

Проведенный с этой целью Майкельсоном в 1881 году эксперимент дал отрицательный результат. Возникла противоречивая ситуация. Согласно опыту Физо эфир увлекается телами частично, согласно же опыту Майкельсона – полностью.

Результат опыта Физо был объяснен частичным увлечением эфира движущейся водой, но его также хорошо можно объяснить, полагая, что эфир полностью увлекается водой. Бегущая волна переносит энергию. При переходе волн из эфира в тело неизменной величиной является поток энергии

$$WC = W_1C_1, \quad (2)$$

где $W = (\rho V_{\max}^2)/2$ - плотность кинетической энергии частиц в волне; C - скорость света в эфире; C_1 - скорость света в теле; ρ - плотность эфира; V_{\max} - максимальное значение амплитудной скорости колеблющихся частиц эфира.

Учитывая, что в телах пространство между атомными ядрами и электронами заполнено эфиром, а объем, занимаемый ядрами и электронами, очень мал, колебательную энергию единицы объема можно представить выражением

$$W_1 = \frac{(\rho + \rho_T)V_{1\max}^2}{2} = \frac{\rho_1 V_{1\max}^2}{2},$$

где ρ_T - плотность тела; ρ_1 - плотность тела вместе с находящимся в нем эфиром; $V_{1\max}$ - максимальная амплитудная скорость колебания частиц в теле.

Подставляя значения W и W_1 в уравнение (2), получим

$$\frac{\rho V_{\max}^2 C}{2} = \frac{(\rho + \rho_T)V_{1\max}^2 C_1}{2}.$$

Полагая, что V и V_1 соответственно пропорциональны C и C_1 , последнее уравнение можно записать в виде

$$\rho C^3 = (\rho + \rho_T)C_1^3, \quad (3)$$

откуда плотность эфира

$$\rho = \frac{\rho_T}{n^3 - 1}, \quad (4)$$

где n – показатель преломления.

Атомные ядра и электроны находятся в эфире во взвешенном состоянии, и поэтому измеряемая экспериментально плотность тел обусловлена только ядрами и электронами. Плотность эфира автоматически исключается. При вычислении плотности эфира по формуле (4) значения плотностей оптических стекол ρ_T брались из справочной литературы. Несмотря на значительные различия плотностей взятых тел, получились сравнительно стабильные значения плотности эфира. Средняя плотность эфира $\rho = 1,08 \text{ г/см}^3$. При распространении света в этих телах амплитудные скорости действительно пропорциональны скоростям распространения волн. Для жидких и газообразных тел соотношение (4) не выполняется. Для них его можно записать в виде

$$\rho = \frac{\rho_T}{n^x - 1}. \quad (5)$$

Теперь установим зависимость скорости света в движущихся телах от скорости их движения. Если движущееся твердое тело полностью увлекает эфир, то для света, распространяющегося в нем, можно записать равенство

$$\rho C^3 = (\rho + \rho_T)(1 \pm V/C_D)^3 C_D^3, \quad (6)$$

где C_D – скорость света в движущемся теле относительно неподвижного эфира. Приравняв правые части уравнений (3) и (6), находим

$$C_D = \frac{C_1}{\sqrt[3]{1 \pm V/C_D}}.$$

Если $V \ll C_1$, то C_D под корнем можно заменить на C_1 , и тогда

$$C_D = \frac{C_1}{\sqrt[3]{1 \pm V/C_1}}.$$

Если для тел соотношение (4) не выполняется, то последнее уравнение для них запишется в виде

$$C_d = \frac{C_1}{\sqrt[3]{1 \pm V/C_1}}. \quad (7)$$

Вычисленный по этой формуле коэффициент увлечения α для воды равен 0,438, а для воздуха – 0,244. Таким образом, движущиеся тела не частично, а полностью увлекают эфир.

Нестрогий анализ явления звездной aberrации привел к ошибочному выводу о неувлекаемости эфира воздушной оболочкой Земли. При неувлекаемом эфире у передней стенки зрительной трубы должен образоваться теневой угол, величина которого равна

$$\delta = \arctg \frac{V}{C}.$$

Полагали, что вследствие этого звезда сместится с оси трубы, и, чтобы удержать ее на оси, трубу нужно наклонить на этот угол в сторону движения. Но это противоречит законам оптики. Ось трубы должна быть направлена перпендикулярно фронту волны света. Только в этом случае лучи соберутся в фокусе окуляра. Снос же фронта волны за время прохождения светом расстояния от диафрагмы до окуляра равен долям миллиметра и какого-то заметного влияния на изображение оказать не может. Влияние такого смещения фронта волны будет аналогично влиянию отклонению отверстия диафрагмы трубы от правильной геометрической формы. Таким образом, aberrация с помощью неувлекаемого эфира не объясняется.

С позиции увлекаемого эфира явление aberrации объясняется следующим образом. Пусть Земля движется со скоростью V в направлении, указанном стрелкой (рис. 1). Как видно из схемы векторов, показанной на рисунке, скорость встречи луча света с Землей равна геометрической разности скорости света и скорости Земли $C_1 = \sqrt{C^2 + V^2 - 2CV \cos \alpha}$.

При $\alpha=0^\circ$ $C_1=C-V$; при $\alpha=180^\circ$ $C_1=C+V$, а при $\alpha=90^\circ$ $C_1 = \sqrt{C^2 + V^2}$. Из треугольника, образованного векторами, найдем угол наклона луча C_1 к Земле

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{V \sin \alpha}{C - V \cos \alpha}.$$

При $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 180^\circ$ $\operatorname{tg} \delta = 0$, а при $\alpha = 90^\circ$ $\operatorname{tg} \delta = V/C$. Луч света всегда перпендикулярен фронту волны. Изменение направления луча C_1 вследствие движения Земли одновременно говорит и об изменении направления фронта падающей волны.

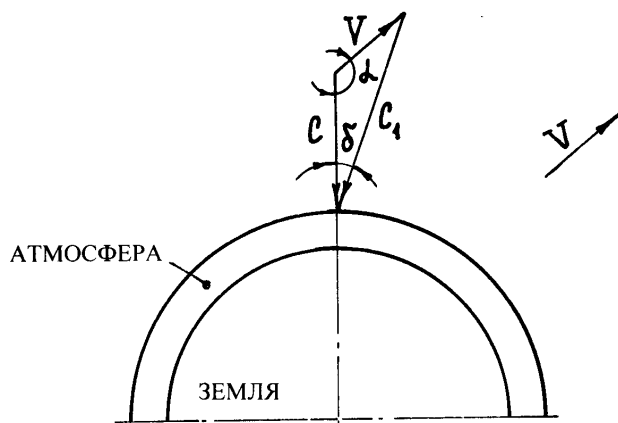


Рис. 1. Звездная абберация

Современникам Майкельсона не был известен закон отражения волн от движущихся зеркал. Принятые расчетные схемы (рис. 2) не имеют строгого обоснования, то есть имеют приблизительный характер. Чтобы произвести точные расчеты, нами был выведен общий закон отражения и преломления волн.

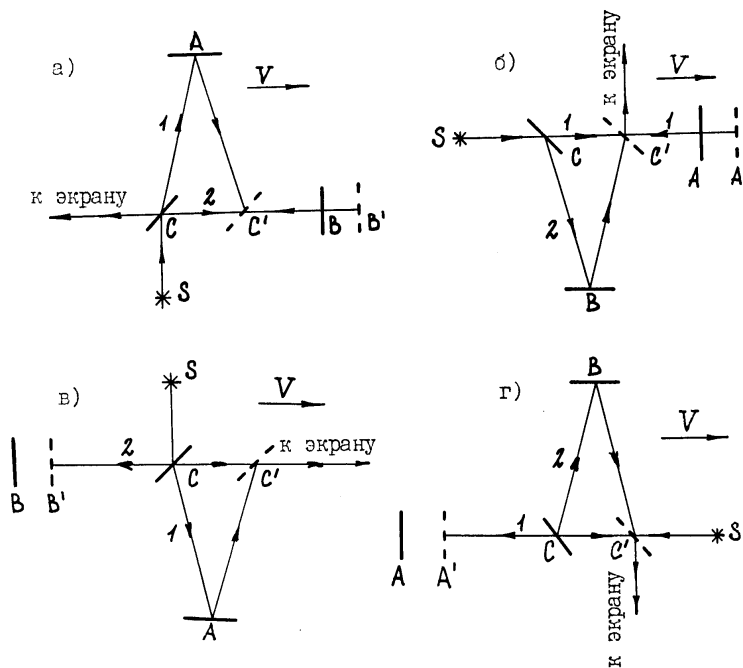


Рис.2. Расчетные схемы опыта Майкельсона

При отражении волн от зеркала, находящегося в сложном движении (рис. 3), уравнение семейства вторичных волн запишется в следующем виде:

$$(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 = (t - t_0)^2 C^2,$$

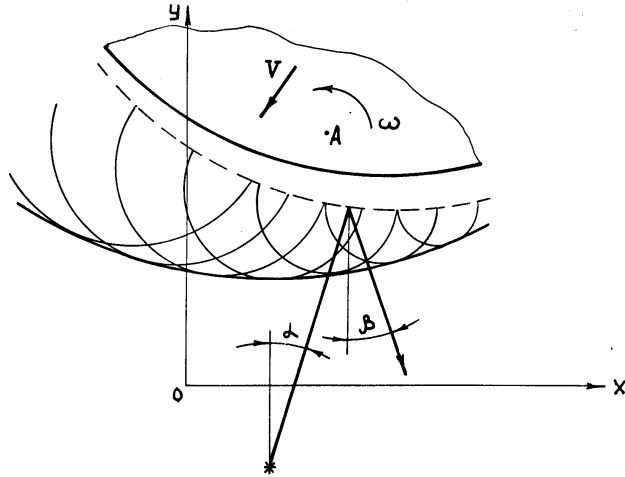


Рис. 3. Отражение волны от произвольно движущегося зеркала

где x_0 , y_0 и t_0 – соответственно координаты и время встречи каждого луча с зеркалом; x и y – координаты точек вторичных волн в рассматриваемый момент времени; t – промежуток времени с момента излучения волн до момента образования данного семейства.

Параметрические уравнения огибающей данного семейства

$$x = x_0 + \frac{C(t - t_0) \left[Ct'_0 x'_0 \mp y'_0 \sqrt{(x'_0)^2 + (y'_0)^2 - (Ct'_0)^2} \right]}{(y'_0)^2 + (x'_0)^2};$$

$$y = y_0 + \frac{C(t - t_0) \left[Ct'_0 y'_0 \pm x'_0 \sqrt{(x'_0)^2 + (y'_0)^2 - (Ct'_0)^2} \right]}{(y'_0)^2 + (x'_0)^2},$$

где x'_0 , y'_0 и t'_0 - производные от x_0 , y_0 и t_0 .

Направление отраженного луча определяется направлением нормали к фронту отраженной волны:

$$\sin \beta = \frac{Ct'_0 x'_0 \mp y'_0 \sqrt{(x'_0)^2 + (y'_0)^2 - (Ct'_0)^2}}{(x'_0)^2 + (y'_0)^2};$$

Закон отражения волн от поступательно движущихся зеркал является частным случаем общего закона. Его вывод можно произвести следующим образом.

Зеркало, движущееся со скоростью V , в момент излучения волны находится на расстоянии S от источника (рис. 4.). Каждая точка фронта волны встретится с зеркалом через промежутки времени

$$t_0 = \frac{S}{C \cos \alpha + V}.$$

Уравнение семейства вторичных волн от всех точек зеркала имеет вид

$$\left(x - \frac{SC \sin \alpha}{C \cos \alpha + V}\right)^2 + \left(y - \frac{SC \cos \alpha}{C \cos \alpha + V}\right)^2 = C^2 \left(t - \frac{S}{C \cos \alpha + V}\right)^2.$$

Огибающей данного семейства является окружность

$$x^2 + \left(y - \frac{2C^2 S}{C^2 - V^2}\right)^2 = C^2 \left(t + \frac{2SV}{C^2 - V^2}\right)^2$$

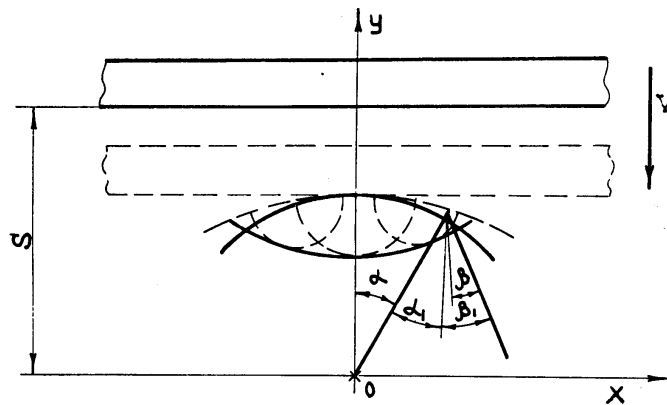


Рис.4. Отражение сферических волн от зеркала, движущегося поступательно

с координатами центра $x_1 = 0; y_1 = \frac{2C^2 S}{C^2 - V^2}$ и радиусом $R_1 = C \left(t + \frac{2SV}{C^2 - V^2}\right)$.

Направления падающего и отраженного лучей определяются нормальными соответственно к фронту падающей и фронту отраженной волны. Нормаль к фронту падающей волны выражается уравнением

$$x = y \operatorname{tg} \alpha,$$

а к фронту отраженной волны уравнением

$$\chi = -y \frac{(C^2 - V^2) \sin \alpha}{(C^2 + V^2) \cos \alpha + 2CV} + \frac{2SC^2 \sin \alpha}{(C^2 + V^2) \cos \alpha + 2CV}.$$

Зависимость между углом отражения β и углом падения α выражается формулой

$$\sin \beta = \frac{(C^2 - V^2) \sin \alpha}{\pm 2CV \cos \alpha + C^2 + V^2}; \quad (8)$$

На рис. 5 приведены точные, действительные, схемы распространения лучей света в интерферометре Майкельсона, полученные с помощью закона отражения волн от поступательно движущихся зеркал.

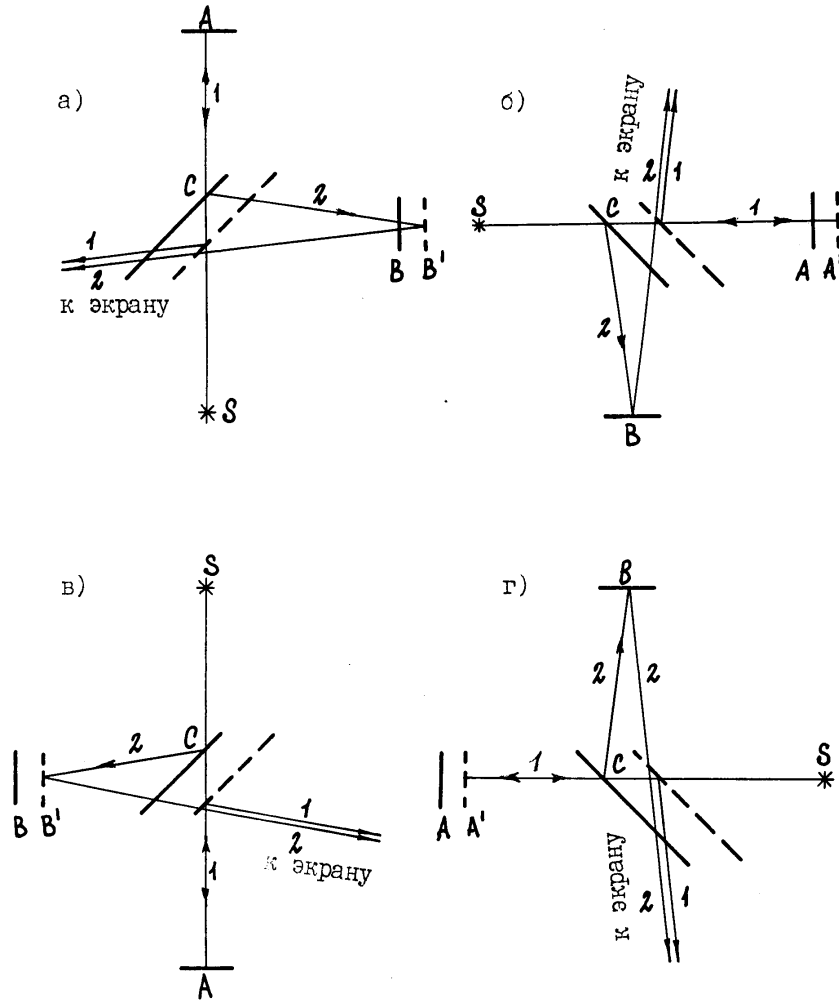


Рис. 5. Схемы лучей в интерферометре Майкельсона с учетом закона отражения волны от движущихся зеркал

Расчетные схемы, которые применялись во время проведения опыта (рис. 2), резко отличаются от схем, приведенных на рис. 5, однако, ожидаемый эффект

согласно обеих схем примерно одинаков. Таким образом, проведенный Майкельсоном эксперимент с высокой степенью надежности доказывает, что воздушная оболочка Земли увлекает эфир.

В опыте Саньяка лучи света отражаются от зеркал, находящихся во вращательном движении (рис. 6). Если бы эфир не увлекался вращающейся установкой, то наибольшая разность хода у встречных лучей наблюдалась бы при их движении по окружности радиуса R :

$$\Delta l = \left(\frac{2\pi R}{C - V} - \frac{2\pi R}{C + V} \right) V = \frac{4\pi R V^2}{C^2 - V^2},$$

где V – линейная скорость точек установки на расстоянии R от центра вращения.

В действительности наблюдаемая разность хода хорошо согласуется с формулой [1]

$$\Delta l = \frac{4\omega S}{C} = \frac{4\pi R V}{C}, \quad (9)$$

где ω – угловая скорость вращения установки; S – площадь, ограниченная окружностью радиуса R . Таким образом, в эксперименте наблюдается оптический эффект первого порядка. Согласно же теории неувлекаемого эфира вращение установки вызывает оптический эффект второго порядка.

Опыт Майкельсона показал, что эфир увлекается движущимися телами. На первый взгляд кажется, что при увлекаемом эфире разности хода лучей в опыте Саньяка не должно быть. На самом деле это не так. Свет, распространяющийся во вращающейся установке, сообщает колебательные движения частицам вещества и эфира. Частицы колеблются в плоскости, перпендикулярной направлению луча света. На них одновременно действуют центробежные и кориолисовы силы. Центробежные силы на скорость распространения света не оказывают влияния. Силы Кориолиса сообщают колеблющимся частицам ускорение в направлении, перпендикулярном направлению колебаний частиц и обратном направлению вращения установки. Скорость света, распространяющегося в направлении вращения установки, под действием сил Кориолиса уменьшается, а скорость света, распространяющегося в обратную сторону, увеличивается.

Тело, движущееся прямолинейно и равномерно по вращающемуся диску, под действием кориолисовой силы получает ускорение [2]

$$a = 2V\omega.$$

Полагая, что при распространении света средняя амплитудная скорость колеблющихся частиц эфира равна $C/2$, можно записать

$$a = C\omega.$$

Если бы установка не вращалась, то луч, излученный в точке a , попал бы в точку b . Во вращающейся установке луч, излученный из точки a , попадает в точку b_1 , но так как эфир увлекается, то траектория луча относительно установки будет проходить по отрезку a_1b_1 . Замедление скорости света равносильно увеличению пути луча на величину

$$\Delta l_1 = \frac{at^2}{2} = \frac{C\omega t^2}{2} = \frac{\omega l^2}{2C},$$

где t – промежуток времени с момента выхода луча из точки a до момента встречи с зеркалом B в точке b_1 ; l – путь луча.

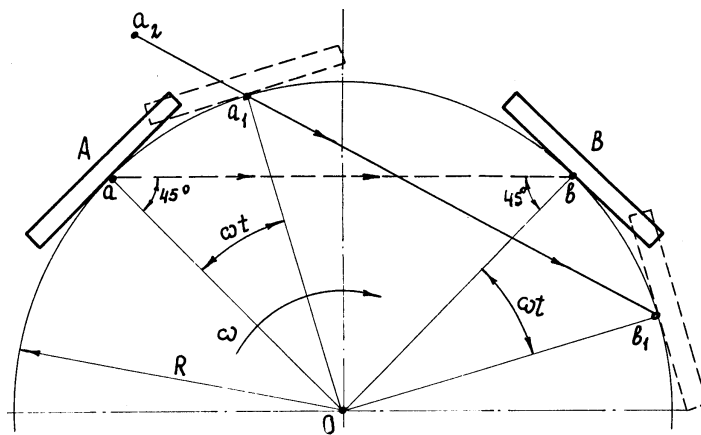


Рис. 6. Схема лучей в опыте Саньяка

В точку b_1 придет луч света, излученный как бы не из точки a_1 , а из точки a_2 . При обходе установки по всему контуру путь луча увеличится на величину

$$4\Delta l_1 = \frac{2\omega l^2}{C} = \frac{2\omega S}{C},$$

где S – площадь контура. Разность хода между встречными лучами будет равна

$$\Delta l = \frac{4\omega S}{C},$$

что совпадает с формулой (9). Таким образом, и опыт Саньяка доказывает, что эфир увлекается движущимися телами.

После открытия Ньютоном закона всемирного тяготения появилась возможность решать задачи о движении взаимодействующих тел. Вначале такие задачи решались только в астрономии, а в 1913 году Бор успешно описал движение электрона в атоме водорода. В планетарных системах тела движутся под действием центральных сил. Задача о движении тела в центральном силовом поле не для всех случаев решена в элементарных функциях. Существующие формулы сложны и неудобны при практическом использовании. Они не учитывают эффект движения, обусловленный конечностью скорости распространения взаимодействия, равной скорости света. Законы Ньютона и Кулона точно выполняются только для тел, неподвижных относительно эфира. Конечность скорости распространения взаимодействия не оказывает влияния на эффективность взаимодействия неподвижных тел. Для движущихся тел эффективность взаимодействия зависит от соотношения между скоростью света и скоростью движения тел. Формулы эффекта движения аналогичны формулам эффекта Доплера в оптике и акустике. Для случая, когда оба взаимодействующих тела движутся, формула эффекта движения имеет вид

$$a = a_0 \sqrt{\frac{C^2 + V^2 + 2CV \cos \alpha}{C^2 + U^2 - 2CU \cos \beta}}, \quad (10)$$

где a – величина, зависящая от скорости движения тел; α и β – углы между направлениями движений источника и приемника и линией, соединяющей точку, из которой был послан сигнал источником, с точкой, в которой он был принят приемником, V и U – скорости движения соответственно приемника и источника. При встречном движении тел эффективность взаимодействия между ними усиливается, а при удалении их друг от друга, наоборот, – ослабляется.

Точные формулы, учитывающие эффект движения, выведены новым оригинальным способом. В основу выводов положены законы сохранения энергии и момента количества движения. При этом было использовано еще одно

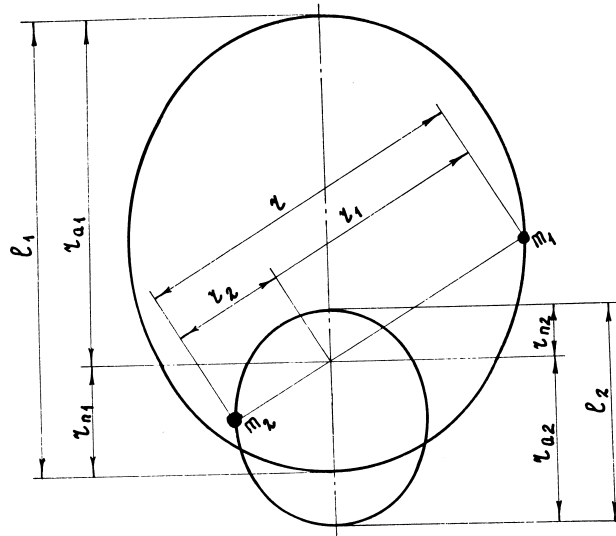


Рис. 7. Траектории движения взаимодействующих тел

новое понятие – интеграл энергии системы двух взаимодействующих тел, который может быть выражен или через величины, относящиеся к телу m_1 или через величины, относящиеся к телу m_2 (рис. 7):

$$\frac{m_1 V_1^2 \beta_1}{2} - \frac{\mu_1 m_1}{r_1 \beta_1} = -\frac{\mu_1 m_1}{l_1 \beta_1}; \quad \frac{m_2 V_2^2 \beta_2}{2} - \frac{\mu_2 m_2}{r_2 \beta_2} = -\frac{\mu_2 m_2}{l_2 \beta_2}. \quad (11)$$

где V_1 – орбитальная скорость тела m_1 ; r_1 и l_1 – радиус-вектор и длина большой оси эллиптической орбиты тела m_1 ; V_2 , r_2 и l_2 – соответствующие величины для тела m_2 ; $r = r_1 + r_2$ – расстояние между телами m_1 и m_2 ; $\mu_1 = f m_2$; $\mu_2 = f m_1$, f – гравитационная постоянная, $\beta_1 = 1 + m_1/m_2$; $\beta_2 = 1 + m/m_1$.

Уравнения орбит можно вывести из соотношений

$$\frac{dr_1}{r_1 d\phi_1} = \frac{V_{r1}}{V_{t1}}; \quad \frac{dr_2}{r_2 d\phi_2} = \frac{V_{r2}}{V_{t2}},$$

где ϕ_1 и ϕ_2 – истинные аномалии тел m_1 и m_2 . Орбитальные скорости V_1 , V_2 и их радиальные и тангенциальные составляющие V_{r1} , V_{r2} , V_{t1} и V_{t2} соответственно, находим с помощью интегралов энергии (11). После интегрирования в общем виде получаем:

для эллиптической орбиты $\varphi = \arccos \frac{2r_n r_a - lr}{r(r_a - r_n)}$ или $r = \frac{2r_n r_a}{(r_a - r_n) \cos \varphi + l}$; для

круговой $r = const$;

для параболической $\varphi = 2 \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{r}{r_n} - 1}$ или $r = \frac{r_n}{\cos^2 \varphi / 2}$;

для гиперболической $\varphi = \arccos \frac{2r_n(l + r_n) - lr}{r(l + 2r_n)}$ или $r = \frac{2r_n(l + r_n)}{(l + 2r_n) \cos \varphi + l}$,

где r_n и r_a – перицентральный и апоцентральный радиусы, l – длина больших осей эллипса и гиперболы.

При движении тела по орбите эффект движения следует учитывать с помощью формулы (10). В атоме движением ядра можно пренебречь и тогда для величин, характеризующих движение электрона по круговой орбите, можно записать

$$a' = \frac{a\sqrt{C^2 + V'^2}}{C}; \quad b' = \frac{bC'}{\sqrt{C^2 + V'^2}} \quad (12)$$

где a и b – величины, значения которых увеличиваются или уменьшаются вследствие эффекта движения. Буквами со штрихами и без штрихов обозначены величины, полученные соответственно с учетом и без учета эффекта движения.

Скорость электрона в атоме также зависит от эффекта движения. Для нее можно записать

$$V' = \frac{V\sqrt{C^2 + V'^2}}{C}. \quad (13)$$

Преобразовав эту формулу к виду

$$V' = \frac{VC}{\sqrt{C^2 - V^2}} \quad (14)$$

убеждаемся, что

$$\frac{\sqrt{C^2 + V'^2}}{C} = \frac{C}{\sqrt{C^2 - V^2}}. \quad (15)$$

Формулы (12) позволяют рассчитывать с высокой точностью не только параметры круговых орбит электронов в атомах, но и параметры круговых орбит планет и их спутников. При расчетах приходится использовать величины как с

учетом, так и без учета эффекта движения. С помощью формул (13) и (14) можно легко переходить от одних величин к другим, если известно только одно значение скорости: или V , или V' . С учетом равенства (15) формулы (12) можно представить в следующем виде:

$$a' = \frac{a\sqrt{C^2 + V'^2}}{C} = \frac{aC}{\sqrt{C^2 - V^2}}; \quad b' = \frac{bC}{\sqrt{C^2 + V'^2}} = \frac{b\sqrt{C^2 - V^2}}{C}. \quad (16)$$

Излагаемая теория очень проста, но позволяет решать с высокой точностью любые задачи в атомной физике. Покажем это вначале на примере физических констант. Некоторые константы, которые ранее были определены экспериментально, можно точно вычислить по формулам. В качестве исходных данных возьмём значения четырёх констант [3]: скорость света $C = 2,99792458 \cdot 10^8$ м/с; элементарный заряд $e' = 1,60217733 \cdot 10^{-19}$ Кл; масса электрона $m = 9,10938968 \cdot 10^{-31}$ кг; боровский радиус $r'_H = 5,29177249 \cdot 10^{-11}$ м. В таблице 1 приведены для сравнения вычисленные и справочные значения констант.

Таблица 1

Физические константы

| Константа | Расчёт | Эксперимент |
|---|-------------|-------------|
| Ионизационный потенциал E'_H , эВ | 13,59829218 | 13,5285 |
| Скорость электрона $V'_H \cdot 10^{-6}$, м/с | 2,186500611 | - |
| Постоянная тонкой структуры $1/\alpha'_\infty$ | 137,0359895 | 137,0359895 |
| Постоянная Ридберга $R'_\infty \cdot 10^{-7}$, м ⁻¹ | 1,097373153 | 1,097373153 |
| Постоянная Планка $h \cdot 10^{34}$, Дж·с | 6,626075438 | 6,6260755 |
| Период обращения электрона $T'_H \cdot 10^{16}$, с | 1,520657574 | - |

Параметры орбит электронов в атомах можно выразить через параметра боровской орбиты:

для круговой орбиты

$$r' = \frac{k^2 r_H}{z'}; \quad V' = \frac{V_H \beta_H z'}{k\beta} \quad (17)$$

для эллиптической

$$\begin{aligned} r'_a &= \frac{r_H k^2 (1 + \xi)}{z'}; & V'_n &= \frac{V_H \beta_{Hn} z' (1 + \xi)}{n\beta}. \\ r'_n &= \frac{r_H k^2 (1 - \xi)}{z'}; & V'_a &= \frac{V_H \beta_H z' (1 - \xi)}{n\beta}. \end{aligned} \quad (18)$$

где $\xi = \sqrt{1 - n^2/k^2}$ - эксцентриситет эллипса, Z' – эффективное зарядовое число ядра, k – номер стационарного состояния, n – орбитальное число. Индекс H будем ставить у величин, характеризующих движение электрона по первой боровской орбите. Полная энергия системы «электрон – атом» E и период обращения электрона вокруг ядра T равны:

$$E = \frac{E_H \beta_H z'^{1/2}}{k^2 \beta}, \quad T = \frac{T_H k^3 \beta}{z'^{1/2} \beta_H}. \quad (19)$$

Для примера приведем расчет параметров орбит электронов в атоме гелия при нахождении наружного электрона в первом и во втором стационарном состояниях [4].

Чтобы электрон в атоме гелия достиг оптического предела, требуется затратить энергию, равную $198310,76 \text{ см}^{-1}$ [4] или $39,3933902 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$.

Энергетический баланс можно выразить следующим уравнением:

$$\frac{mV_1'^2 \beta}{2} + \frac{mV_2'^2 \beta}{2} - \frac{mV_{1b}'^2}{2} = 39,3933902 \cdot 10^{-19} \text{ Дж},$$

где V'_1 и V'_2 - скорости электронов на внутренней и наружной орбитах; V'_{1b} - скорость электрона на внутренней орбите после удаления наружного электрона на последнюю из возможных орбит в атоме гелия.

Выразив скорости электронов через V_H , последнее уравнение можно записать в виде

$$\frac{mV_H^2 \beta_H^2}{2\beta} (z_1'^2 + z_2'^2 - z_{1b}'^2) = 39,3933902 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}. \quad (20)$$

Многоэлектронный атом будет устойчив только в том случае, если периоды обращения электронов будут кратными периоду обращения электрона на самой нижней орбите. В атоме гелия период обращения наружного электрона T_2 в два раза больше периода обращения внутреннего электрона T_1 . Формула (19) позволяет записать

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{z_1'^{1/2}}{z_2'^{1/2}} = 2. \quad (21)$$

Выразив z_1' через z_2' и подставив значения других известных величин в формулу (20), находим $z_2' = 1,391442257$. По формулам (17) и (21) находим $r_2' = 0,380318565 \cdot 10^{-10}$ м, $V_2' = 3,043551045 \cdot 10^6$ м·с⁻¹, $z_1' = 1,967796512$, $r_1' = 0,268925832 \cdot 10^{-10}$ м, $V_1' = 4,4231167 \cdot 10^6$ м·с⁻¹

Отношение периода обращения наружного электрона во втором стационарном состоянии к периоду обращения электрона на внутренней орбите равно

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{k_2^3 \cdot z_1'^{1/2}}{k_1^3 \cdot z_2'^{1/2}} = \frac{8 \cdot z_1'^{1/2}}{z_2'^{1/2}} = X. \quad (22)$$

Приблизительное значение z_2' можно определить по формуле

$$z_2' \approx k \sqrt{\frac{E}{R}} = 2 \sqrt{\frac{198310,76 - 159856,07}{109677,583}} \approx 1,2,$$

где E - энергия, которая требуется для перевода наружного электрона из невозбужденного состояния в возбужденное.

Подставляя в формулу (22) значения $z_2' = 1,2$ и $z_1' = 2$, находим $X = 22$, $z_1' = \frac{22 \cdot z_2'^2}{8}$.

Теперь формулу (20) можно записать в виде

$$\frac{mV_H^2 \beta_H^2}{2\beta} \left(\frac{z_2'^{1/2}}{k^2} + \frac{X \cdot z_2'^{1/2}}{k^3} - z_{1b}'^{1/2} \right) = E,$$

где $E = 38454,691 \text{ см}^{-1} = 7,63882226 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Подставляя в последнее уравнение известные величины, находим

$$z'_2=1,204345354; z'_1=1,997180828; V'_2=1,31715367 \cdot 10^6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}; V'_1=4,36850452 \cdot 10^6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1};$$

$$r'_2=1,75760656 \cdot 10^{-10} \text{ м}; r'_1=0,264969158 \cdot 10^{-10} \text{ м}.$$

В таблице 2 приведены основные параметры орбит электронов в атоме гелия для двух стационарных состояний наружного электрона. На рис. 8. изображены в масштабе орбиты электронов в атоме гелия.

Таблица 2

Параметры орбит электронов в атоме гелия

| Стат. состояние 2 эл., К | Тип орбиты и ее номер | Номер электрона | Зарядовое число ядра z' | Полная энергия $E' \cdot 10^{-19}$, Дж. | Период обращения $T \cdot 10^{-16}$, с | $\frac{T_{\kappa}}{T_1}$ |
|--------------------------|-----------------------|-----------------|---------------------------|--|---|--------------------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 6 | 7 | 8 |
| 1 | Круговая | 1 | 1,96779651 | 84,39361119 | 0,39256973 | 2 |
| | | 2 | 1,39144226 | 42,19680582 | 0,78513946 | |
| 2 | 1-я круговая | 1 | 1,99718083 | 86,93286173 | 0,38110303 | 22 |
| | | 2 | 1,20434535 | 7,902989794 | 8,38426675 | |
| | 2-я круговая | 1 | 1,99918961 | 87,10782517 | 0,38033756 | 27 |
| | | 2 | 1,08822099 | 6,452431524 | 10,26911405 | |
| | 3-я круговая | 1 | 2,00012509 | 87,18936490 | 0,37998186 | 30 |
| | | 2 | 1,03286015 | 5,812624268 | 11,39945595 | |
| | 4-я эллиптическая | 1 | 2,00012736 | 87,18956281 | 0,37998100 | 30 |
| | | 2 | 1,03286133 | 5,812637549 | 11,39943004 | |
| | 5-я круговая | 1 | 1,99965704 | 87,14856324 | 0,38015976 | 32 |
| | | 2 | 0,99982852 | 5,446785202 | 12,16511244 | |

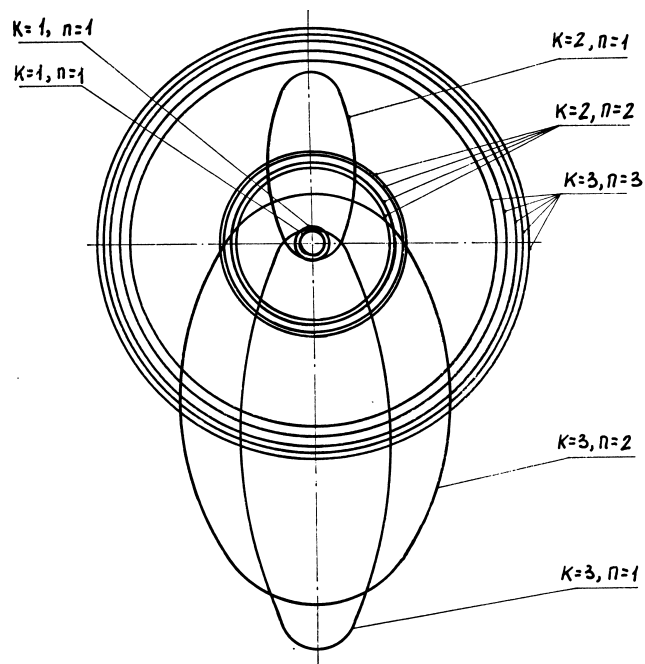


Рис. 8. Орбиты электронов в атоме гелия

Расчет параметров орбит многоэлектронных атомов можно производить, используя значения ионизационных потенциалов и спектры оптических и рентгеновских лучей. При излучении волн многоэлектронными атомами изменяется полная энергия не только у того электрона, который совершил переход с одной орбиты на другую, но и у всех остальных электронов. Для таких атомов формула Бора имеет вид

$$1/\lambda = \frac{R_\infty}{\beta} \left(\frac{z_1'^2}{k_1^2} + \frac{z_2'^2}{k_2^2} + \dots + \frac{z_i'^2}{k_i^2} - \frac{z_{1e}'^2}{k_{1e}^2} - \frac{z_{2e}'^2}{k_{2e}^2} - \dots - \frac{z_{ie}'^2}{k_{ie}^2} \right), \quad (23)$$

где $z_1', z_2', \dots, z_i', k_1, k_2, \dots, k_i$ – зарядовые числа и стационарные состояния электронов у невозбужденного атома; $z_{1e}', z_{2e}', \dots, z_{ie}', k_{1e}, k_{2e}, \dots, k_{ie}$ – соответствующие величины у возбужденного атома.

Формула (23) используется для определения длин волн, излучаемых возбужденными атомами. После некоторых преобразований её можно применять для расчета параметров орбит электронов сложных атомов. Расчет ведется в такой последовательности. Вначале по значениям ионизационных потенциалов, выраженных в волновых числах, находятся приблизительные значения эффективных зарядовых чисел

$$z' = k \sqrt{\frac{E}{E_H}}.$$

Затем определяются кратности периодов обращения электронов по формулам

$$x_{i,1} = \frac{k_i^3 z_i'^2}{k_1^3 z_1'^2}; \quad x_{i,2} = \frac{k_i^3 z_i'^2}{k_2^3 z_2'^2} \dots x_{i,i-1} = \frac{k_i^3 z_i'^2}{k_{i-1}^3 z_{i-1}'^2}.$$

Выразив с помощью этих формул зарядовые числа всех электронов через зарядовое число наружного электрона и подставив новые выражения для зарядов в формулу (23), получим уравнение с одним неизвестным

$$E = \frac{R_\infty}{\beta} \left(\frac{x_{i,1} k_1 z_i'^2}{k_i^2} + \frac{x_{i,2} k_2 z_i'^2}{k_i^3} + \dots + \frac{x_{i,i-1} k_{i-1} z_i'^2}{k_i^3} + \frac{z_i'^2}{k_i^2} - \frac{z_{1e}'^2}{k_{1e}^2} - \frac{z_{2e}'^2}{k_{2e}^2} - \dots - \frac{z_{(i-1)e}'^2}{k_{(i-1)e}^2} \right).$$

Теперь можно определить точные значения z_2', z_3', \dots, z_i' , решая последовательно задачи для атомов, имеющих соответственно 2, 3, ..., i электронов. Как показано выше, зная значение z' для электрона, можно

определить все параметры его орбиты. Параметры орбит в невозбужденных атомах первых двенадцати элементов таблицы Менделеева приведены в работе [5].

Для ионов с одинаковым числом электронов, но разными зарядами ядер выполняется равенство:

$$E_{n+i}\beta_{n+i} = 2E_n\beta_n + \frac{2E_H\beta_H}{k^2} - E_{n-1}\beta_{n-1}$$

где E_H – ионизационный потенциал атома водорода, E_{n+1} , E_n и E_{n-1} – ионизационные потенциалы ионов трех рядом расположенных элементов, n – порядковый номер элемента, k – номер стационарного состояния наружных электронов в ионах. Данная формула не учитывает эффект движения. Ею можно пользоваться только в случаях, когда электроны в атомах движутся с малыми скоростями. Чтобы производить точные расчеты, с учетом эффекта движения, нужно знать скорости движения электронов в атомах. Скорость электрона без учета эффекта движения можно вычислить по формуле [6]

$$V_{n+1} = \frac{1}{\beta_{n+1}} \sqrt{2V_n^2\beta_n^2 + \frac{2V_H^2\beta_H^2}{k^2} - V_{n-1}^2\beta_{n-1}^2}. \quad (24)$$

Ионизационный потенциал с учетом эффекта движения будет равен

$$E = \frac{mV'^2\beta}{2} = \frac{mV^2C^2\beta}{2(C^2 - V^2)}. \quad (25)$$

Последняя формула получена с помощью интеграла энергии системы двух взаимодействующих тел (11), но ее можно вывести другим способом.

Масса электрона является постоянной величиной, а его скорость зависит от эффекта движения

$$V' = \frac{V}{\sqrt{1 - V^2/C^2}}. \quad (26)$$

С учетом этого сила, действующая на электрон в атоме равна

$$F = \frac{d}{dt}(mV') = \frac{d}{dt} \left(\frac{mV}{\sqrt{1-V^2/C^2}} \right) = \frac{m \frac{dV}{dt}}{\left(\sqrt{1-V^2/C^2} \right)^3}. \quad (27)$$

Энергия электрона равна работе совершенной над ним электрическим полем ядра.

$$E = \int_0^x F dx = \int_0^v FV' dt.$$

Подставив вместо F и V' их значения согласно (27) и (26), находим

$$E = \int_0^v \frac{mVdV}{\sqrt{1-V^2/C^2} \left(\sqrt{1-V^2/C^2} \right)^3} = \frac{mV^2 C^2}{2(C^2 - V^2)} = \frac{mV'^2}{2}.$$

Полная энергия системы “электрон-атом” будет равна

$$E = \frac{mV'^2 \beta}{2},$$

что совпадает с полученной ранее формулой (25)

В работе [6] приведены значения ионизационных потенциалов для 36 элементов, вычисленных по формулам (24), (25). Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными. По методике, изложенной выше, можно рассчитать параметры орбит для всех 36 элементов. Никаких принципиальных трудностей нет для вычисления ионизационных потенциалов и параметров орбит электронов у всех элементов периодической таблицы.

Химические и ряд физических свойств элементов обусловлены энергией связи наружных электронов с атомами. Энергия связи, а следовательно, и свойства имеют периодическую зависимость от порядкового номера элемента в таблице Менделеева. Если сравнить первые потенциалы ионизации у всех атомов [7], то можно четко выделить семь периодов, что и отражено в таблице

Менделеева. Если же сравнить потенциалы ионизации у всех ионов с разными зарядами ядер, но с одинаковым количеством электронов, то так же четко можно различить у известных нам элементов 12 периодов, которые приведены в таблице 3. В таблице приведен также 13-й период для элементов, которые, возможно, существуют во Вселенной в условиях, отличных от условий Солнечной системы.

Таблица 3.

Периодический закон

| Пе- риод | Номер элемента в периоде | | | | | | | | | | | | | |
|-------------|--------------------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|----|----|----|----|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
| I | H | He | | | | | | | | | | | | |
| II | Li | Be | B | C | N | O | F | Ne | | | | | | |
| III | Na | Mg | Al | Si | P | S | Cl | Ar | | | | | | |
| IV | K | Ca | Sc | Ti | V | Cr | Mn | Fe | Co | Ni | | | | |
| V | Cu | Zn | Ga | Ge | As | Se | Br | Kr | | | | | | |
| VI | Rb | Sr | Y | Zr | Nb | Mo | Tc | Ru | Rh | Pd | | | | |
| VII | Aq | Cd | Jn | Sn | Sb | Te | J | Xe | | | | | | |
| VIII | Cs | Ba | La | Cl | Pr | Nd | Pm | Sm | Eu | Gd | Tb | Ду | Ho | Er |
| IX | Tm | Yb | Lu | Hf | Ta | W | Rl | Os | Jr | Pt | | | | |
| X | Au | Hq | Tl | Pb | Bi | Po | At | Rn | | | | | | |
| XI | Fr | Ra | Ac | Th | Pa | U | Np | Pu | Am | Cm | Bk | Cf | Es | Fm |
| XII | Md | No | Lr | Ku | Ns | 106 | 107 | 108 | 109 | 110 | | | | |
| XIII | 111 | 112 | 113 | 114 | 115 | 116 | 117 | 118 | | | | | | |

В таблице 4 показано, как идет заполнение электронных слоев в атомах элементов 13-го периода, но по нему можно представить, как происходит заполнение электронных слоев в атомах всех остальных элементов. Число слоев в атоме соответствует номеру периода, в котором он находится. Максимально возможное число электронов в слое равно числу элементов в периоде, в котором заполняется этот слой. В первом слое оба электрона находятся в первом стационарном состоянии. Восемь электронов второго слоя находятся во втором, электроны третьего и четвертого слоя - в третьем, а электроны всех остальных слоев – в четвертом стационарном состоянии.

Распределение электронов в атомах 13 периода.

| Номер элемен та | Номер слоя | | | | | | | | | | | | |
|-----------------------|------------|-----|-----|----|-----|----|---|----|----|----|----|----|----|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 |
| | k=1 | k=2 | k=3 | | k=4 | | | | | | | | |
| 111 | 2 | 8 | 8 | 10 | 8 | 10 | 8 | 14 | 10 | 8 | 14 | 10 | 1 |
| 112 | 2 | 8 | 8 | 10 | 8 | 10 | 8 | 14 | 10 | 8 | 14 | 10 | 2 |
| 113 | 2 | 8 | 8 | 10 | 8 | 10 | 8 | 14 | 10 | 8 | 14 | 10 | 3 |
| 114 | 2 | 8 | 8 | 10 | 8 | 10 | 8 | 14 | 10 | 8 | 14 | 10 | 4 |
| 115 | 2 | 8 | 8 | 10 | 8 | 10 | 8 | 14 | 10 | 8 | 14 | 10 | 5 |
| 116 | 2 | 8 | 8 | 10 | 8 | 10 | 8 | 14 | 10 | 8 | 14 | 10 | 6 |
| 117 | 2 | 8 | 8 | 10 | 8 | 10 | 8 | 14 | 10 | 8 | 14 | 10 | 7 |
| 118 | 2 | 8 | 8 | 10 | 8 | 10 | 8 | 14 | 10 | 8 | 14 | 10 | 8 |

В уточненной периодической таблице элементов один период содержит два элемента, шесть периодов содержат по 8 элементов, четыре – по 10 элементов, и два по 14 элементов. В некоторых периодах наблюдается одинаковая закономерность изменения свойств элементов по мере увеличения числа электронов во внешнем слое атома. Такие периоды будем называть подобными. Так подобными являются второй и третий периоды, начинающиеся с щелочных элементов; пятый, седьмой, десятый и тринадцатый, начинающиеся с элементов группы меди; четвертый, шестой, девятый и двенадцатый, содержащие по 10 элементов; восьмой и одиннадцатый, содержащие по 14 элементов.

Для частицы, движущейся в ускорителе, правильную формулу кинетической энергии можно вывести следующим образом. По мере увеличения скорости частицы сила, с которой действует электрическое поле на частицу, уменьшается и будет равна

$$F = \frac{d}{dt} \left(mV \sqrt{1 - V^2 / C^2} \right) = \frac{m \frac{dV}{dt}}{\sqrt{1 - V^2 / C^2}}.$$

Учитывая эффект движения, находим

$$E_k = \int_0^x F dx = \int_0^v FV' dt = \int_0^v \frac{mV\sqrt{1-V^2/C^2}}{\sqrt{1-V^2/C^2}} dV = \frac{mV^2}{2}, \quad (28)$$

где x – отрезок пути, пройденный ускоряемой частицей. При стремлении скорости частицы к скорости света, кинетическая энергия частицы будет стремиться к величине $mC^2/2$, а не к бесконечности, как это следует из формулы (1).

При создании мощных ускорителей заряженных частиц, вследствие применения неверной теории создалась весьма пикантная ситуация. Стоимость таких ускорителей настолько велика, а эффект увеличения энергии частиц настолько незначителен, что никакой разумной целесообразности строительства таких ускорителей нет. Ускоритель в Серпухове может разогнать протоны до скорости $0,999950C$, а ускоритель в Батавии (штат Иллинойс, США) сообщает протонам скорость, равную $0,999998C$ [8]. Если пользоваться формулами теории относительности, то Серпуховский ускоритель сообщает протонам энергию, равную $76ГэВ$, а Батавский – $500ГэВ$. Согласно нашей формулы (28) в Серпуховском ускорителе протоны приобретают энергию $469,089МэВ$, а в Батавском – $469,134 МэВ$. Таким образом, затраты на изготовление и обслуживание Батавского ускорителя по сравнению с Серпуховским неизмеримо больше, а дополнительная энергия, которую приобретают протоны, составляет всего $45 кэВ$.

Таким образом, придерживаясь единой концепции познания окружающего нас мира, основанной на истинном ньютоновском представлении о пространстве и времени, наглядных физических моделях исследуемых явлений и на принципе непротиворечивости здравому смыслу, мы создали теорию, позволяющую решать все задачи, которые в настоящее время решаются с помощью современной физики. Расчёты по нашей теории дают точные достоверные результаты, а по теориям современной физики – искаженные, не соответствующие реальной действительности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бычков С. И., Луньянов Д. П., Бакаляр А. И. Лазерный гироскоп. – М.: Сов. Радио, 1975.
2. Фриш С. Э., Тиморева А. В. Курс общей физики. Т. 1. – М.: Физматгиз, 1961.
3. Власов А. Д., Мурин Б. П. Единицы физических величин в науке и технике. Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. Радциг А. А., Смирнов В. М. Справочник по атомной и молекулярной физике. – М.: Атомиздат, 1980.
5. Сухоруков В. И., Сухоруков Г. И., Сухоруков Р. Г. Параметры орбит электронов в многоэлектронных атомах / Братск. инд. ин-т. – Братск, 1988. – 35с. – Деп. в ВИНТИ 23.06.88, №4972.
6. Сухоруков Г. И., Сухоруков В. И., Сухоруков Э. Г., Сухоруков Р. Г. Реальный и физический мир без парадоксов. Братск: БрГТУ, 2001г.
7. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976.
8. Мэрион Дж. Б. Физика и физический мир. – М.: Наука, 1975г.