

должно было бы зависеть от степени урегулированности вращения электронов больше, нежели от их скорости¹⁾. Излучения не было бы совершенно, если бы электроны на орбите были расположены так тесно, что образовали бы непрерывное кольцо отрицательного электричества.

В течение 10 лет теория Дж. Дж. Томсона пользовалась общим признанием. На почве этой первой модели атома было разработано учение о внутриатомных вибраторах, разъяснявшее сложный характер явлений дисперсии и поглощения света, возникло учение о поляризации атомов, был понят физический смысл диэлектрической постоянной, предсказано существование изотопов.

§ 55. Опыты, обнаружившие ядерное строение атомов

В 1911 г. из опытов Резерфорда обнаружилось, что теория Дж. Дж. Томсона в самом существенном пункте неверна, а именно ошибочным оказалось предположение, что положительное электричество распределено равномерно по объему атома.

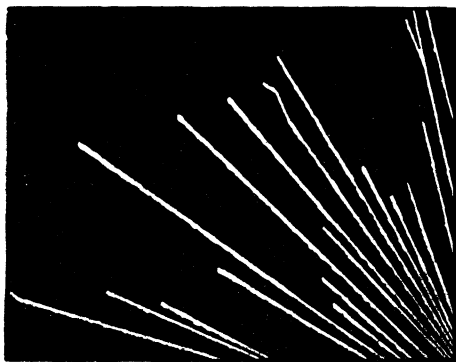


Рис. 215. Траектории α -частиц по фотографии Вильсона.

В опытах, начатых Резерфордом и продолженных Гейгером, Марсденом и др., исследовались законы соударения атомов. С этой целью Резерфорд подвергал бомбардировке мишени из различных химических элементов, направляя на них тонкий пучок α -частиц.

Масса α -частицы в 7300 раз больше массы электрона, поэтому столкновение α -частицы с электроном не может заметно затормозить

ее движение или сильно отклонить от первоначального прямолинейного пути. Но столкновение с массивным атомом вызывает значительное изменение скорости α -частицы и по величине, и по направлению.

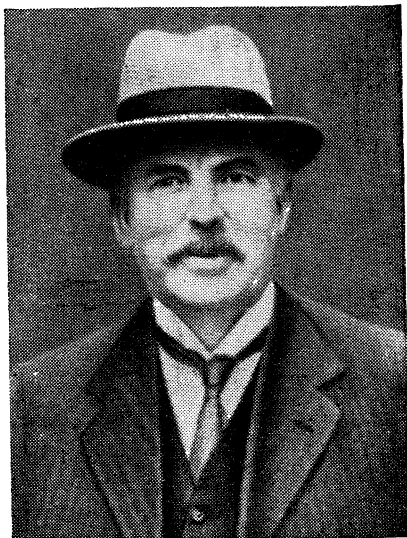
Чтобы судить о характере соударений α -частиц с атомами, необходимо наблюдать траектории α -частиц. Для этого есть два пути:

¹⁾ Шесть электронов, движущихся по одной орбите на равных расстояниях один от другого со скоростью в $1/10$ скорости света, должны были бы излучать в 6 млн. раз меньше энергии, чем один электрон, движущийся с той же скоростью по той же орбите. Излучение световых волн атомами оказалось происходящим иначе, чем предполагал Томсон, но его выводы сохранили значение для движения электронов в ускорительных приборах.

можно наблюдать рассеянные α -частицы и можно фотографировать траекторию отдельной α -частицы.

Первый метод был использован Резерфордом, Гейгером и Марсденом, второй — Вильсоном. Сначала мы рассмотрим метод Вильсона и устройства, позволяющие обнаруживать α -частицы, а потом поясним опыты Резерфорда.

На своем пути α -частица затрачивает энергию на интенсивную ионизацию воздуха (поэтому ее пробег мал — несколько сантиметров в воздухе нормальной плотности). Если воздух очищен от пыли и пересыщен парами воды, то возникающие ионы становятся центрами, вокруг которых образуются микроскопические капельки влаги. Поэтому путь α -частицы оказывается очерченным мгновенно возникающей нитью тумана и становится видимым. Такая нить тумана может быть легко сфотографирована. На рис. 215 представлена одна из полученных таким образом фотографий траекторий α -частиц. Этот метод, который применяется



Эрнест Резерфорд (1871—1937).

для фотографирования не только траекторий α -частиц, но и любых других сильно ионизирующих частиц, был разработан Вильсоном в 1904—1911 гг. Затруднение, которое необходимо было преодолеть для успешного применения метода, заключалось в необходимости достигнуть полной одновременности трех процессов: пробега частицы, перенасыщения воздуха водяными парами в этом месте пространства и фотографирования. В противном случае движение воздушных струй успевало бы искривить нить тумана, возникающую на пути частицы. Вильсон сконструировал камеру, в которой одновременно с падением кассеты, открывающей на доли секунды фотографическую пластинку, воздуху, насыщенному водяными парами, предоставлялась возможность свободного расширения, вызывающего падение температуры и в связи с этим быструю конденсацию водяных паров.

Схема одной из первых моделей камеры Вильсона показана на рис. 216. В последующие десятилетия самим Вильсоном и другими физиками в устройство камеры был внесен ряд важных усовершенствований (о них сказано в § 108), но и первые модели камеры

Вильсона уже давали возможность отчетливо видеть на фотографиях след движения частицы.

По характеру этого следа можно судить о природе частицы: α -частицы создают широкую отчетливую полосу, протоны оставляют

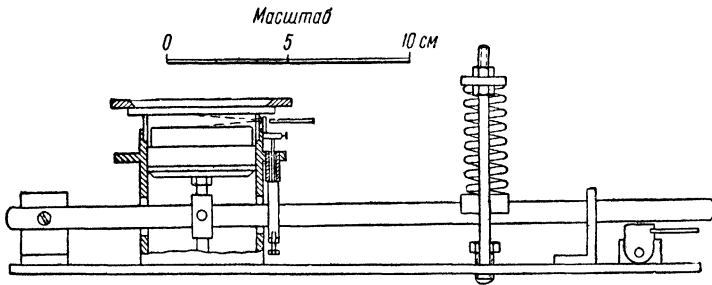


Рис. 216. Одна из первых моделей камеры Вильсона (пружина толкает рычаг, связанный с поршнем; над поршнем — собственно камера).

более узкий, но сплошной ионизационный след, электроны — тонкий пунктирный след (рис. 217).

Для выяснения строения атома (а позже и строения атомных ядер) значение фотографий, полученных при помощи камер Вильсона, было столь велико, что Резерфорд назвал камеру Вильсона «самым оригинальным и удивительным инструментом в истории науки».

α -частицы могут также регистрироваться по слабым вспышкам света, возникающим при их столкновениях с атомами некоторых веществ — фосфоров. α -частица имеет кинетическую энергию, которая по порядку величины в 200 млн. раз превышает энергию молекулы газа при комнатной температуре. Чтобы сообщить атомам гелия такую энергию теплового движения, нужно было бы нагреть гелий до температуры 60 млрд. градусов. Поэтому не приходится удивляться, что, несмотря на свой ничтожный вес, уже одна α -частица способна произвести эффект, достаточный для наблюдения. Простейшим прибором, позволяющим наблюдать вспышки света при попадании α -частицы на фосфор, является *спинтарископ*¹⁾, изобретенный Круксом. Этот приборчик состоит из трубки (рис. 218), имеющей лупу *L*, через которую виден экран *C*. Перед экраном находится игла *A*, на конце которой помещается крупинка радиоактивного вещества. Экран покрыт сернистым цинком, обладающим свойством светиться при бомбардировке его α -частицами. Если смотреть в лупу, то можно наблюдать, как в различных точках экрана

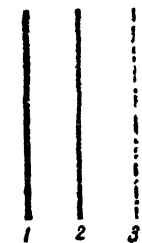


Рис. 217. Схематическое изображение густоты ионизационных следов: α -частицы (1), протона (2) и электрона (3).

¹⁾ От греч. *spinter* — искра и *skopeo* — смотрю.

вспыхивают искорки (рис. 218). Каждая из этих искорок, так называемая *сцинтилляция*¹⁾, вызвана ударом одной α -частицы.

Способность α -частиц ионизировать газ, в котором они движутся, была использована Гейгером (в 1911—1912 гг.) для устройства прибора, позволяющего осуществлять их счет. *Счетчик Гейгера* состоит из металлической камеры (рис. 219), на оси которой расположено острие, укрепленное на изоляторе. Между острием и стенками камеры путем подключения источника напряжения (например, высоковольтной батареи) создается значительная разность потенциалов, однако не достаточная еще для возникновения самостоятельного разряда. Острие счетчика соединяют с чувствительным электрометром, например с нитяным, в котором тонкая проводящая нить помещена между электродами, имеющими вид ножей; отклонение нити в таком электрометре наблюдают в микроскоп или фотографируют.

Передняя стенка камеры счетчика имеет небольшое отверстие, через которое могут проникать α -частицы, испускаемые радиоактивным веществом. Попадая в камеру, α -частица на своем пути ионизирует большое число молекул находящегося в камере газа. Освобожденные при этом электроны начинают двигаться к острию, вблизи которого электрическое поле имеет большую напряженность.

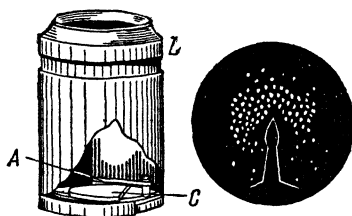


Рис. 218. Спигтарископ.

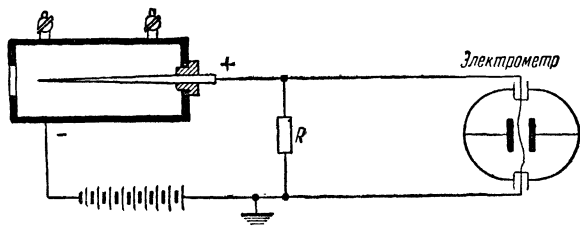


Рис. 219. Счетчик Гейгера.

Разогнанные этим полем электроны, сталкиваясь на своем пути с молекулами газа, ионизируют их; в результате образуется электронная лавина, и происходит разряд, отмечаемый по прогибу нити электрометра (при разряде нить электрометра приобретает потенциал вследствие падения напряжения разрядного тока на большом сопротивлении, которое включено параллельно электрометру). При разряде острие счетчика оказывается окруженным положительными ионами, возникшими на пути развития электронных лавин;

¹⁾ От лат. *scintillatio* — сверканье, искрение.

этот пространственный заряд тормозит двигающиеся к острию электроны и поэтому является причиной быстрого прекращения разряда. Первоначальное состояние счетчика Гейгера и возможность регистрации попадания новой α -частицы в его камеру восстанавливаются приблизительно через десятитысячную долю секунды. Отсюда следует, что для осуществления правильного подсчета числа α -частиц последние должны попадать в камеру с интервалом, равным или большим указанного. Чтобы удовлетворить этому условию, радиоактивное вещество приходится располагать на достаточном удалении от камеры. На рис. 220 приведена фотография отклонений



Рис. 220. Автоматическая запись числа α -частиц, попавших в счетчик Гейгера.

нити электрометра, присоединенной к счетчику Гейгера; каждый зубец на этой фотографии обозначает разряд, происшедший вследствие попадания в камеру счетчика α -частицы.

Описанные счетчики α -частиц, применявшиеся Гейгером в период опытов по выяснению строения атома, были усовершенствованы

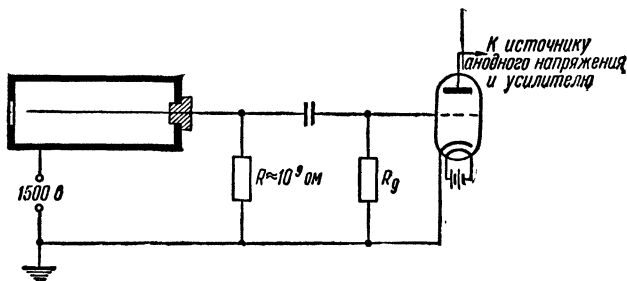


Рис. 221. Счетчик Гейгера — Мюллера.

Гейгером и Мюллером в 1928 г. Схема счетчика Гейгера — Мюллера показана на рис. 221. Здесь внутренним электродом вместо острия служит тонкая металлическая проволока диаметром 0,1—0,2 мм. Камера счетчика наполняется водородом, азотом или другими газами. К ее цилиндрическим стенкам диаметром 2—3 см подводится отрицательное напряжение 1000—2000 в. Импульсы напряжения, возникающие при разряде на внутреннем электроде, подаются на сетку лампового усилителя. Регистрацию разрядных импульсов в настоящее время обычно производят посредством механических приспособлений (нумераторов), приводимых в действие ламповыми усилителями (§ 108). Счетчики Гейгера — Мюллера, так же как и

камера Вильсона, применяются и для регистрации других заряженных частиц.

Классические опыты по изучению строения атома, проведенные в 1911 г. и последующие годы Резерфордом, Гейгером и Марсденом, заключались в детальном изучении *рассеяния α -частиц* атомами. Главная цель этих опытов состояла в том, чтобы выяснить, распределено ли положительное электричество, как предполагали Кельвин и Дж. Дж. Томсон, по всему объему атома или оно сосредоточено в некоторой области атома (в его ядре). В первом случае α -частица при соударении с атомом не могла бы резко изменять направление своего движения, во втором случае — ядерного строения атома — простые расчеты предсказывали, что при соударении α -частиц с атомами должны наблюдаться самые разнообразные углы отброса α -частицы (в том числе и назад).

На рис. 222 показаны три случая соударения α -частицы с атомом: верхняя часть рисунка изображает траекторию α -частицы, пролетающей не слишком близко от ядра, когда кратчайшее расстояние от атомного ядра до первоначального направления траектории — «прицельное расстояние» ρ — относительно велико; нижняя часть рисунка относится к случаю, когда прицельное расстояние мало, — тогда α -частица отбрасывается в обратном направлении; траектория α -частицы во всех случаях является гиперболой, в фокусе которой находится ядро атома.

В тех случаях, когда, при соударении α -частицы с ядром какого-либо атома центр ядра расположен на прямой, по которой движется α -частица, кинетическая энергия α -частицы к моменту ее остановки и изменения скорости на противоположно направленную окажется израсходованной на преодоление сил отталкивания между ней и ядром, т. е. превратится в потенциальную энергию взаимодействия заряда α -частицы $2e$ и заряда ядра Ze :

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{2e \cdot Ze}{r}.$$

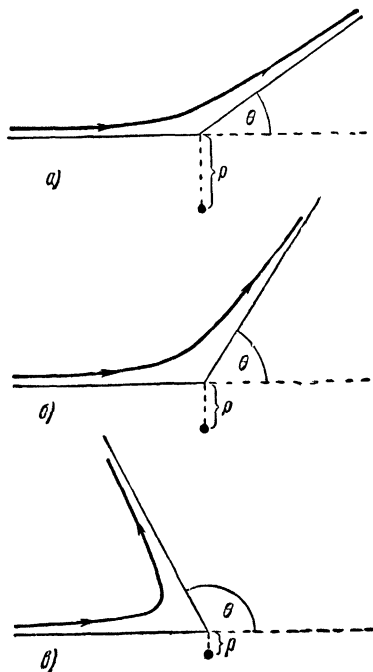


Рис. 222. Траектории α -частиц, пролетевших вблизи атомного ядра (масштаб: 10^{-12} см на чертеже приблизительно 2 мм).

В более общем случае, когда центр ядра атома находится несколько в стороне от направления движения частицы, вместо этой простой формулы, связывающей заряд ядра Ze с наименьшим расстоянием, до которого сближаются частица и ядро, получается формула, связывающая заряд Ze с прицельным расстоянием p и углом θ отклонения частицы от первоначального направления движения:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{mv^2}{2Ze^2} p,$$

где m — масса α -частицы и v — ее скорость.

Когда α -частицы пронизывают тонкий слой какого-либо вещества, например тонкий лист металлической фольги, прицельные расстояния p оказываются неодинаковыми для разных α -частиц, а следовательно, будут различны и углы θ их отклонения от первоначального направления (*углы рассеяния*); в зависимости от прицельного расстояния углы рассеяния окажутся лежащими в пределах от 0 (для частиц, пролетающих между атомами далеко от атомных ядер) до 180° (для частиц, встречающих ядра атомов прямо на своем пути). Строгий расчет привел Резерфорда к следующему выражению для числа α -частиц ΔN , которые должны рассеиваться под углами, заключенными в интервале θ , $\theta + \Delta\theta$ (рис. 223):

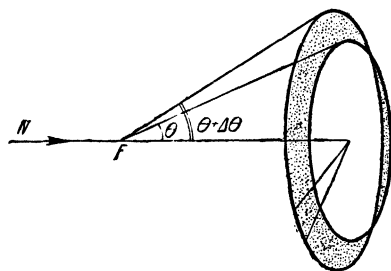


Рис. 223. К анализу рассеяния α -частиц (F — рассеивающее вещество).

Резерфорда к следующему выражению для числа α -частиц ΔN , которые должны рассеиваться под углами, заключенными в интервале θ , $\theta + \Delta\theta$ (рис. 223):

$$\Delta N = nN \left(\frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{\Delta\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}};$$

здесь $\Delta\Omega$ — телесный угол $\Delta\Omega = 2\pi \sin \theta \Delta\theta$, N — общее число α -частиц, пронизывающих слой рассеивающего вещества за время наблюдения (например, за 1 сек), n — число атомов в 1 см^3 рассеивающего вещества (остальные обозначения те же, что и в предыдущей формуле).

Из приведенной формулы следует, что произведение числа частиц, рассеянных под углами от θ до $\theta + \Delta\theta$, на $\sin^4 \frac{\theta}{2}$ должно быть одинаковым для всех углов θ .

На рис. 224 (где R — крупинка радиоактивного вещества, являющаяся источником α -частиц, F — листок рассеивающего вещества, S — прозрачный экран для наблюдения сцинтилляций) дана схема опытов Резерфорда по рассеянию α -частиц.

Устройство прибора, примененного Резерфордом для регистрации рассеянных α -частиц, показано на рис. 225. Металлический цилиндр 1 со вставленным в его стенки микроскопом 2 мог поворачиваться вместе с диском 3 на шлифе 4. На диске были нанесены деления для отсчета угла поворота. Крупница радиоактивного вещества R и рассеивающая фольга F , укрепленные на трубке 5, оставались

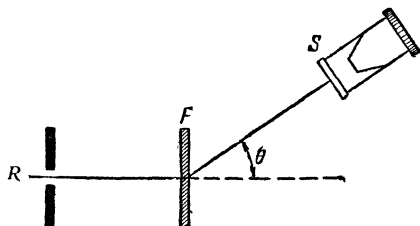


Рис. 224. Схема опытов Резерфорда по исследованию рассеяния α -частиц тонкими листками металла.

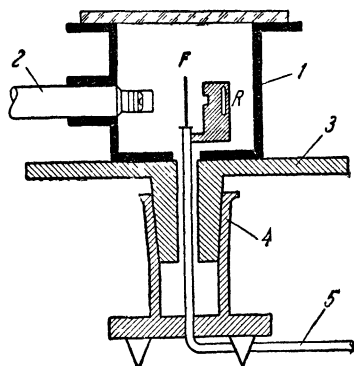


Рис. 225. Прибор для изучения зависимости числа рассеянных α -частиц от угла рассеяния.

при этом неподвижными. Результаты одной из серий наблюдений, когда было зарегистрировано около 150 000 сцинтилляций, представлены в помещенной ниже таблице.

Рассеяние α -частиц золотой фольгой

Угол отклонения в градусах	$\frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$	Число сцинтилляций ΔN	$\Delta N \sin^4 \frac{\theta}{2}$
150	1,15	33	29
135	1,38	43	31
120	1,79	52	29
105	2,53	70	28
75	7,25	211	29
60	16,0	477	30
45	46,6	1 435	31
30	223	7 800	35
15	3445	132 000	38

Мы видим, что при изменении величины $\sin^4 \frac{\theta}{2}$ в 3000 раз произведение $\Delta N \sin^4 \frac{\theta}{2}$ для всех углов рассеяния остается приблизительно постоянным и при еще большем общем числе сосчитанных сцинтилляций, видимо, было бы строго постоянным. Такой закономерности не наблюдалось бы, если бы положительный

заряд атома не был сосредоточен в очень маленьком по своим размерам ядре, а был бы распределен, как думали Кельвин и Дж. Дж. Томсон, по всему объему атома.

Сравнивая результаты вычислений и экспериментальных наблюдений рассеяния α -частиц, Резерфорд, Гейгер и Марсден показали, что закон Кулона для взаимодействия между ядром и α -частицей остается верным при их сближении до расстояний несколько меньших, чем 10^{-11} см. Проведенными ими опытами было установлено, что радиус атомных ядер серебра и золота не превышает $3,2 \cdot 10^{-12}$ см, т. е. по порядку величины радиус ядра примерно в 10 000 раз меньше радиуса атома.

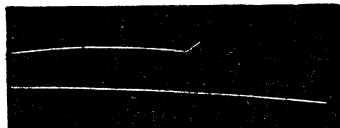


Рис. 226. Одна из фотографий Вильсона, на которой виден перелом траектории α -частицы при ее соударении с ядром атома.

Применение камеры Вильсона и изучение многочисленных фотографий ионизационных следов столкновения α -частиц с атомными ядрами различных газов (рис. 226) полностью подтвердили выводы, сделанные Резер-

фордом на основании наблюдений рассеяния α -частиц металлическими фольгами.

Вследствие крайне малых размеров атомных ядер прямое столкновение α -частицы с ядром происходит не часто. Поэтому при рассеянии α -частиц металлической фольгой подавляющее число частиц отклоняется лишь на небольшой угол, не превышающий $2-4^\circ$. По той же причине на фотографиях, сделанных при помощи камер Вильсона, изломы траекторий под углом, большим прямого, наблюдаются редко (для одной из многих тысяч).

Кроме открытия ядерного строения атомов опыты Резерфорда и фотографии в камерах Вильсона привели к другому, очень важному открытию: было установлено, что число электронов в атоме равно атомному номеру элемента Z в периодической системе элементов Менделеева. Поскольку атом в целом электрически нейтрален, то очевидно, что положительный заряд ядра равен Ze , где Z — число электронов, связанных с ядром и обращающихся вокруг ядра¹⁾.

Таким образом, к 1913 г. было выяснено, что: 1) атомы имеют ядерное строение, причем в ядре сосредоточена почти вся масса

¹⁾ Заряд ядра вычислялся по приведенной выше формуле Резерфорда, после того как независимыми опытами были определены остальные величины, входящие в формулу. Уже первые серии опытов Резерфорда в 1911—1912 гг. показали, что число электронов атома близко к атомному номеру элемента в периодической системе Менделеева. Позже, усовершенствовав методику, Чадвик доказал совпадение этих чисел. Предположение, что эти числа должны точно совпадать, впервые высказал ван дер Брек в 1913 г. Незадолго до этого (в 1907—1910 гг.) господствовало мнение, защищавшееся продолжателем работ Дж. Дж. Томсона Кембеллом, что число электронов в атоме очень велико, и, например, в атоме водорода превосходит 1000, а в тяжелых атомах составляет сотни тысяч.

атома; 2) ядра имеют размеры порядка 10^{-12} см; 3) число электронов в атоме, обращающихся вокруг ядра и связанных с ним силами кулоновского притяжения, равно атомному номеру Z элемента в периодической системе Менделеева, а заряд ядра равен $+Ze$; 4) размеры атома и электронных орбит настолько велики в сравнении с размерами ядра, что внутренняя структура ядра почти не оказывает влияния на взаимодействие электронов с ядром, поэтому силы, связывающие электроны с ядром, подчинены закону Кулона.

§ 56. Противоречие между фактическим строением атомов и выводами классической электродинамики. Строение линейчатых спектров

Изложенное в предыдущем параграфе строение атома, открытое Резерфордом, на первый взгляд очень сходно со строением планетной системы, подобной солнечной системе, в которой силы взаимного притяжения планет заменены кулоновским взаимодействием электронов и ядра. В связи с этой аналогией модель Резерфорда даже получила название *планетарной*.

Однако это кажущееся сходство обманчиво. В противоположность планетам электроны отталкиваются один от другого; внутренние электроны ослабляют воздействие ядра на внешние электроны; они, как принято говорить, *э к р а н и р у ю т* ядро. В противоположность планетам массы и заряды электронов тождественны. И главное: атому свойственна исключительная *у с т о й ч и в о с т ь*, которой нет у планетных систем.

Распределение планетных орбит в солнечной системе, время обращения планет вокруг оси и вокруг Солнца, форма орбит определяются не только массами Солнца и планет, но и теми соотношениями, которые существовали при образовании солнечной системы. Продолжительность года, наверное, значительно изменилась бы, если бы через солнечную систему около Земли прошло постороннее небесное тело.

Иначе обстоит дело в атомах. Неизменность свойств любого элемента указывает, что, как только атом предоставляется самому себе, электроны стремятся занять первоначальное расположение, которое полностью определяется зарядом ядра и его массой. Длины волн спектральных линий не зависят от предшествующих манипуляций, произведенных над веществом. Если бы существовала зависимость спектра от предыдущей истории атома, она, наверное, была бы обнаружена, так как спектральные измерения во многих случаях производятся с точностью более высокой, чем до десятитысячной доли процента.

Между тем модель Резерфорда не могла объяснить характерной устойчивости атома. Напротив, по законам классической электродинамики вращение электронов вокруг ядра должно вызывать