

УДК 372.853

С.М. ЧЕРНОВ, П.Г. РАБЗОНОВ

АТОМНЫЕ МОДЕЛИ И МЕЗОАТОМЫ

*Современная наука время от времени
вспоминает о построениях Томсона
не только с целью критики...*

П.С. Кудрявцев [1]

Идея о сложном строении атомов впервые отчетливо высказана Прютом (1815 г.) и настойчиво пропагандировалась английским спектроскопистом Локьером (1879 г.) [2]. Однако до конца XIX века какие-либо конкретные разработки структуры атомов отсутствовали.

Первую теорию атомного строения предложил в 1904 г. Дж.Дж. Томсон [3] непосредственно вслед за открытием им электрона (1897 г.). Справедливости ради следует отметить, что основные представления этой модели были предложены ранее (1902 г.) Кельвином [4].

Основная идея томсоновской модели состояла в том, что атом представляет собой положительно заряженный шар радиуса R с зарядом Ze , внутри которого движется Z отрицательно заряженных точечных электронов ("пудинг с изюмом"). Так как напряженность электрического поля однородного шара линейно растет с расстоянием от центра шара (см. ниже), и следовательно на электрон действует квазиупругая сила, то с математической точки зрения модель Томсона представляла собой линейный гармонический осциллятор. Идея о колебательном характере движения заряженных частиц в атоме оказалась продуктивной при объяснении ряда явлений, таких как дисперсия света, излучение абсолютно черных тел и т.д.

Однако, после серии экспериментов Э. Резерфорда и его сотрудников (1906–1912 г.г.) по упругому рассеянию α -частиц с энергиями в несколько МэВ атомами золота и некоторых других металлов была обоснована так называемая "планетарная" модель атома [2]. В соответствии с этой моделью атом содержит положительно заряженное ядро с зарядом Ze , в котором сосредоточена практически вся масса атома (99,95%), вокруг которого движется по замкнутым орбитам Z отрицательно заряженных электронов, обеспечивающие электронейтральность атома в целом. Размеры ядер имеют порядок $R = 10^{-14} \div 10^{-15}$ м, в то время как линейные размеры внешних электронных оболочек на 4 порядка больше $r_0 = 10^{-10}$ м. Следует отметить, что идеи планетарной модели атома высказывались и ранее. В частности, в том же журнале, где была опубликована статья Томсона [3], была напечатана работа японского физика Нагаоке [5], в которой атом был представлен по аналогии с планетой Сатурн в виде тяжелого положительного заряженного ядра, окруженного кольцами из большого числа электронов, названного им "сатурнианской моделью". В дальнейшем томсоновская модель была незаслуженно забыта и в современных учебниках по атомной физике упоминается лишь как исторический курьез.

Строго говоря, наглядная картина строения атома предполагает введение четких границ и размеров структурных составляющих: ядра и электронных оболочек. Однако, все микрообъекты, для которых существенны квантовомеханические закономерности, не имеют четко определенных границ. Неудивительно поэтому, что в процессе развития ядерной физики возникло несколько отличающихся друг от друга определений "радиуса" ядра [6]. Для сложного простран-

ственного распределения электрического заряда с плотностью $\rho(\vec{r})$ наиболее популярным параметром является так называемый среднеквадратичный радиус R :

$$R^2 = \int \rho(\vec{r}) r^2 dV, \quad (1)$$

где плотность $\rho(\vec{r})$ нормирована на единицу ($\int \rho(\vec{r}) dV = 1$). Для некоторых сферически-симметричных моделей $\rho(\vec{r})$ среднеквадратичный радиус R равен:

$$\text{однородная модель: } \rho(r) = \rho_0 = \frac{3}{4\pi a^3}, \quad R^2 = \frac{3}{5} a^2; \quad (2a)$$

$$\text{экспоненциальная модель: } \rho(r) = \frac{1}{8\pi a^3} e^{-\frac{r}{a}}, \quad R^2 = 12a^2; \quad (2b)$$

$$\text{гауссова модель: } \rho(r) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}} a^3} e^{-\frac{r^2}{a^2}}, \quad R^2 = \frac{3}{2} a^2. \quad (2в)$$

Указанная принципиальная проблема подвергает сомнению установление границ между томсоновской и резерфордской моделями атома. Строго говоря, даже в случае простейшего атома водорода его внутреннюю структуру с той же степенью достоверности можно интерпретировать в рамках модели Томсона. Действительно, из опытов по электронному рассеянию ядро атома водорода (протон) имеет нуклонную плотность типа (2б) с $R=0,72 \cdot 10^{-15}$ м ($a=0,208 \cdot 10^{-15}$ м) или (2с) с $R=0,80 \cdot 10^{-15}$ м ($a=0,533 \cdot 10^{-15}$ м) [7] и не исчезает до нуля, хотя и становится аномально малой на расстоянии первого борновского радиуса $a_0 = 0,528 \cdot 10^{-10}$ м (расстояние наибольшей плотности электронного облака основного состояния атома водорода). С этой точки зрения утверждение о том, что электроны "плавают" в поле положительно заряженного центра, не кажутся совершенно абсурдными.

Особую роль в дискуссии о преимуществах атомных моделей играют так называемые мезоатомы и прежде всего μ -атомы, впервые открытые экспериментально Конверси, Пончини и Пиччини в 1947 г. [7].

Как известно, в природе существует тяжелый собрат электрона – мюон, который отличается от электрона лишь относительно малым временем жизни $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с и массой $m_\mu = 1,883 \cdot 10^{-28}$ кг ($m_\mu = 206,7 m_e$). Мюоны, также как электроны, за счет электромагнитных сил могут образовывать связанные состояния с ядром, названные μ -атомами (ошибочное старое название – " μ -мезоатомы"). Из-за большой массы мюона μ -атомы должны иметь "размеры" на два порядка меньше обычных, электронных атомов, и в случае трансураниевых элементов ($Z \sim 100$) "радиусы" мюонных орбит могут иметь линейные размеры, меньшие даже радиуса самого атомного ядра, и, таким образом, мы возвращаемся к классической модели Дж.Дж. Томсона. Из-за отсутствия в учебной литературе подробного обсуждения структуры атома Томсона в настоящей работе обсуждается именно эта модель в интерпретации полуклассической теории Н. Бора.

Пусть частица массы m движется в центральном поле $U(r)$ под действием силы $\vec{F}(r)$. Динамика ее движения и энергии системы E для неподвижного ядра и круговых орбит описываются уравнениями вида [8]:

$$\frac{mv^2}{r} = F(r); \quad (3a)$$

$$mvr = nh; \quad (3b)$$

$$E = \frac{mv^2}{2} + U(r). \quad (3b)$$

Для точечного ядра с зарядом Ze , когда во всем пространстве действуют кулоновские силы

$$F(r) = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}; \quad U(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}; \quad (4)$$

мы приходим к известным соотношениям для радиусов орбит электронов r_n и уровням энергии E_n боровской теории водородоподобного атома:

$$r = r_n = a_e \frac{n^2}{Z}; \quad (5a)$$

$$E = E_n = -E_e \frac{Z^2}{n^2}; \quad (5b)$$

где $n=1,2,3,\dots$, а первый боровский радиус электрона a_e и энергия ионизации атома водорода E_e равны:

$$a_e = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \quad E_e = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} = 13,6 \text{ эВ}. \quad (6)$$

Из соотношений (5a) и (6) видно, что при переходе от электронных атомов к мюонным ($a_m = 2,554 \cdot 10^{-13}$) и особенно для области тяжелых ядер ($Z \sim 100$) "размеры" μ -атомов уменьшаются в 10^4 раз ($m_\mu Z \sim 10^4$) и становятся соизмеримыми с размерами атомных ядер. Например, для мезоатома урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ для основного и первого возбужденного состояния ($n=1,2$) имеем: $r_1 = 2,78 \cdot 10^{-15}$ м, $E_1 = -23,8$ МэВ; $r_2 = 11,1 \cdot 10^{-15}$ м, $E_2 = -5,9$ МэВ.

Для построения полуклассической теории атома Томсона рассмотрим однородную модель ядра в виде шара радиуса R , равномерно заряженного по объему, в котором движутся точечные отрицательно заряженные ионы. Для оценки линейных размеров ядра, следует учесть, что плотность ядерной материи практически не зависит от массового числа A , т.е. $\rho = \rho_0 = \frac{M}{V} \approx \frac{A}{R^3}$ и следовательно $R = R_0 A^{1/3}$, где параметр $R_0 = 1,18 \cdot 10^{-15}$ м можно оценить из опыта [7]. В некоторых случаях полезно определить связь радиуса ядра R с зарядом Z . Для этого учтем, что к концу таблицы Менделеева массовое число $A = 2,6Z$ и следовательно

$$R = R_0 Z^{1/3}, \quad R_0 = 1,62 \cdot 10^{-15} \text{ м}. \quad (7)$$

В частности, для ядра урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ имеем $R = 7,31 \cdot 10^{-15}$ м [9].

Электростатическое поле внутри однородного шара радиуса R и заряда Z_e легко определяется с помощью теоремы Остроградского-Гаусса [10], которая для модуля силы и потенциальной энергии мюона приводит к соотношениям вида:

$$F(r) = kr; \quad U(r) = \frac{k}{2}(r^2 - 3R^2),$$

$$\text{где } k = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 R^3}.$$

Интересно отметить, что "коэффициент упругости" ядерной материи k , с учетом (7), не зависит от заряда ядра Z :

$$k = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R_0^3} = 5,40 \cdot 10^{16} \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2} \quad (10)$$

(Для сравнения коэффициент упругости металлов имеет порядок $k \approx 10^2 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}$).

Для поля осциллятора (8) уровни энергии равны [8]:

$$E_n = -\frac{3}{2}kR^2 + \hbar\sqrt{\frac{k}{m}}(n + 3/2), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (11)$$

"Размеры" мюонных орбит r_n можно определить из условия:

$$\frac{kr_n^2}{2} = \hbar\sqrt{\frac{k}{m}}(n + 3/2), \quad (12)$$

$$\text{т.е.} \quad r_n = \sqrt{\frac{\hbar(2n + 3)}{\sqrt{k m}}} \quad (13)$$

В частности, для основного состояния ($n=0$) $E_0 = -10,3$ МэВ, а амплитуда колебаний осциллятора $r_0 = 9,9 \cdot 10^{-15}$ м соизмеримо с размерами ядра. Соотношения (11) и (13) имеют место, строго говоря, если выполняется неравенство $R \gg r_n$ ($Z \gg 228$), и проведенные оценки носят качественный характер и описывают состояния реальных атомов ($Z \leq 110$) лишь приближенно.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кудрявцев П.С.* История физики. – М.: Просвещение, 1971. – Т.3. – С. 140.
2. *Дорфман Я.Г.* Всемирная история физики с начала XIX до середины XX вв. - М.: Наука, 1979.
3. *Thomson J.J.* Philos. Mag., 1904, V.7, p. 237.
4. *Thomson W.* Philos. Mag., 1902, V.3, p. 257.
5. *Nagaoka H.* Philos. Mag., 1904, V.7, p. 445.
6. *Широков В.М., Юдин Н.П.* Ядерная физика. – М.: Наука, 1980. – С. 55.
7. *Федянин В.К.* Электромагнитная структура ядер и нуклонов. – М.: Высшая школа, 1967.
8. *Давыдов А.С.* Квантовая механика. – М.: Наука, 1973.
9. *Sandri G.* Phys. Rev., 1956, V.101, P. 1616.
10. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. – М.: Наука, 1977. – Т.3

SUMMARY

This article deals with historical and methodical questions connected with the existing models of atoms. Special attention is paid to the discussion of Thomson's semi-classical atom theory. Qualitative estimations of μ -atoms parameters are conducted.