

АТОМНАЯ ФИЗИКА. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ.

Глава 2. Квантовые и волновые свойства вещества.

2.1. Экспериментальные обоснования структуры атомов.

Атом – наименьшая часть химического элемента, являющаяся носителем его свойств. Само слово «атом» произошло от греческого слова *atomos* – неделимый.

Заслуга введения в теорию вещества идеи атомов принадлежит греческим философам (Демокрит, Эпикур). Нелегко понять, что подразумевали древние под термином “атом”, но основной проблемой, интересовавшей их, был вопрос о том, бесконечна ли делимость вещества. Греческие атомисты верили, что любое вещество построено из “атомов” и, вероятно, чувствовали, что бесконечное многообразие свойств вещества должно быть объяснено конфигурацией и движением атомов. Эти идеи довольно близки современным, но различия между нашими количественными теориями, основанными на опыте, и туманными размышлениями древних столь же огромны, как и отличие их “атомов” от того понимания, которое вкладываем в этот термин мы.

Постепенно само существование атомов и молекул, которое долгое время рассматривалось только как удобная рабочая гипотеза, было осознано как объективная реальность. В начале XIX века в результате установления основных химических законов и законов идеального газа сложились представления об атоме как о мельчайшей частице химического элемента. Вклад в развитие этих представлений внесли Дж. Дальтон, А. Авогадро, Я. Берцелиус. В середине XIX века была проведена четкая граница между атомом и молекулой. Важнейшее значение имело открытие в 1869 г. Д.И. Менделеевым *периодической системы элементов*.

Кратко перечислим великие открытия конца XIX в. В 1895 г В. Рентген открыл *рентгеновские лучи*, в 1896 г. А. Беккерель открыл *явление радиоактивности*. На следующий год (1897 г.) Дж.Дж. Томсон открыл *электрон*, а П. и М. Кюри представили результаты по исследованию радиоактивности. Эти открытия окончательно разрушили представление о неизменности и неделимости атома. Стало очевидным, что атом имеет сложное строение.

2.1.1. Распределение заряда в атомах. Модель Резерфорда.

В 1903 г. Дж.Дж. Томсон предложил модель, согласно которой атом представляет собой положительно заряженную сферу (или равномерно заряженный шар), внутрь которой вкраплены электроны. Положительный суммарный заряд сферы равен заряду электронов, т.е. атом в целом нейтрален. Испускание света таким атомом – это следствие колебания электронов около положения равновесия. Однако эта модель потерпела неудачу в объяснении опытов по рассеянию частиц на атоме.

Первую попытку изучения строения атома на опытах по рассеянию пучков заряженных частиц предпринял Э. Леннард с сотрудниками, используя катодные лучи. Оказалось, что быстрые электроны почти совершенно не тормозятся атомом, хотя в результате столкновений с “массивными шариками” размера с атом и катодное излучение электроны неизбежно должны были остановиться.

В 1911 г. Э. Резерфорд поставил опыты по изучению рассеяния положительно заряженных α -частиц (заряд $Z_\alpha = +2|e|$) при прохождении через тонкую металлическую фольгу (рис. 1.1). Резерфорд выбрал для своих экспериментов значительно более массивные α -частицы, а не сравнительно легкие электроны, в силу того, что α -частицы не отклоняются сколько-нибудь заметным образом при столкновениях с электронами атома и поэтому будут реагировать только на столкновения с более тяжелыми частицами. Разница в проникающих способностях электрона и α -частицы сравнима с разницей между легкой ружейной пулей и тяжелым снарядом. α -частицы испускались в результате радиоактивного распада и имели скорость порядка 10^7 м/с.

Узкий пучок α -частиц направлялся на мишень (Ф) из тонкой фольги. Рассеянные α -частицы регистрировались визуально – удар α -частицы об экран (Э) из сернистого цинка, окружавший мишень, вызывал сцинтилляцию (вспышку света), наблюдаемую в

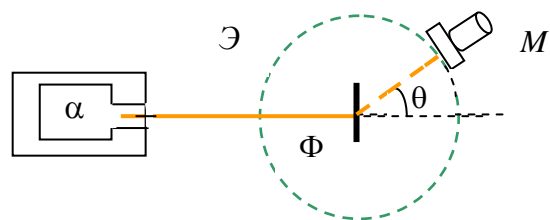


Рис. 1.1.

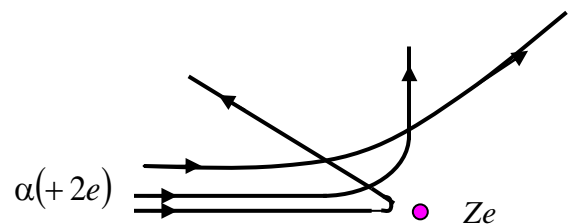


Рис. 1.2.

микроскоп (М). Весь прибор помещался в вакуумированную оболочку. Подавляющее число α -частиц рассеивалось на малые углы $(1 \div 3)^\circ$ (рис. 1.2), однако некоторое количество α -частиц отклонялось на очень большие углы (до 180°). Например, на платиновой фольге из 8000 падающих α -частиц 1 (одна) рассеивалась на угол больше 90° .

Анализируя результаты опыта, Резерфорд пришел к выводу, что столь сильное отклонение α -частиц вызывается чрезвычайно сильным электрическим полем, которое создается зарядом, связанным с большой массой и сконцентрированным в очень малом объеме. Остальное внутриатомное пространство практически ничем не заполнено – результат, уже полученный ранее Леннардом. В отличие от Томсона, который объяснял отклонение на большие углы попыткой объяснить множественными актами рассеяния, Резерфорд объяснил этот эффект однократным актом рассеяния на массивном положительном заряде и получил согласие с экспериментом.

На основе объяснения полученных результатов рождается планетарная модель атома (1911 г.). В центре атома находится *заряженное ядро* с зарядом Ze , имеющее размеры $< 10^{-12}$ см. Вокруг ядра распределены Z электронов, размер области распределения электронов $\sim 10^{-8}$ см. Масса атома практически вся сосредоточена в ядре.

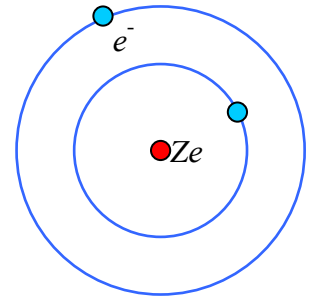


Рис. 1.3.

Примечание 1. “Опыт Резерфорда” был поставлен в 1909 году Х. Гейгером и Э.

Марсденом, сотрудниками лаборатории Резерфорда. Они выполнили экспериментальное исследование прохождения α -частиц через тонкие пластинки из золота и других металлов.

Примечание 2. Планетарная модель впервые была выдвинута в 1901 году в лекции Ж. Перрена в Сорбонне. Положительно заряженная частица, окруженная некоторым количеством электронов (наподобие маленьких планет), компенсирующих заряд центральной частицы. Перрен предполагал, что под действием электромагнитных сил образуется динамически устойчивая система, периоды вращения в которой соответствуют частотам линий спектра атома.

Поскольку α -частицы, по Резерфорду, заметно отклоняются лишь ядром, можно вывести закон рассеяния из распределения α -частиц, отклоненных тонкой пленкой изучаемого образца. Таким путем получается однозначный вывод – эффективная рассеивающая сила представляет собой кулоновскую силу

$$\frac{2Ze^2}{r^2},$$

где $2e$ – заряд α -частицы, а Ze – заряд ядра. Траектории α -частиц имеют вид гипербол, в фокусе которых расположено ядро

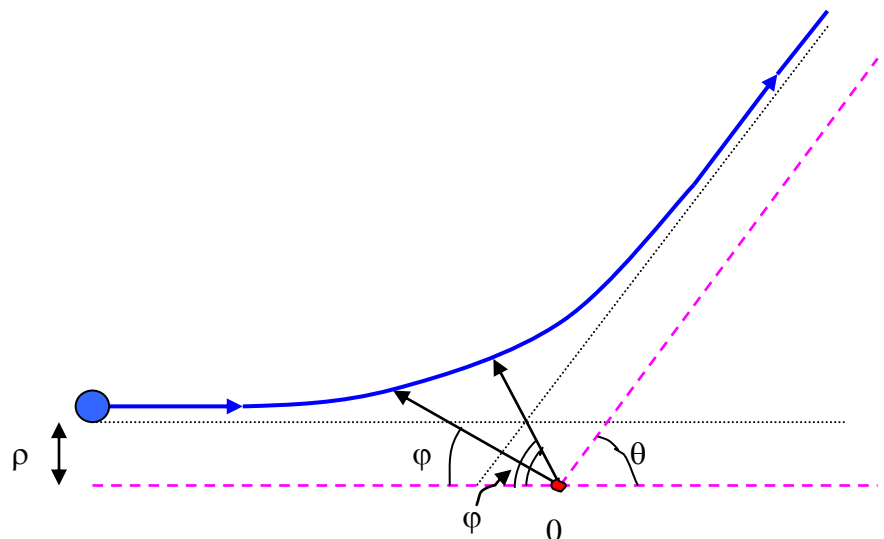


Рис. 1.4.

(см рис. 1.4). Эту задачу рассеяния ранее мы рассматривали в Разделе Классическая Механика Глава 1 §1.15. Там же в пункте 1.15.4 было рассмотрено сечение рассеяния на кулоновском центре и получена формула Резерфорда (1.15.21) для дифференциального сечения рассеяния частиц под углом θ :

$$d\sigma = \left(\frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \theta/2} \quad (2.1.1)$$

Эта формула справедлива для любого телесного угла $d\Omega$ (а не только для “кольца” как было рассмотрено при выводе формуле для сечения, см Глава 1 §1.15).

Примечание 3. Полное сечение рассеяния равно бесконечности, т.к. интеграл $\int d\sigma \Rightarrow \infty$, взятый по всем углам рассеяния, расходится. Формула Резерфорда неприменима при малых углах рассеяния.

С экспериментом сравнивалась немного измененная формула (2.1.1). Пусть I – интенсивность пучка α -частиц, т.е. число частиц, проходящих через единичную площадку в единицу времени. Будем считать, что акты рассеяния различными атомами независимы и n – число рассеивателей в 1 объема, а V – рассеивающий объем. Тогда число α - частиц, рассеянных в 1 времени в телесный угол $d\Omega$, равно:

$$dN_{\alpha} = VnI \cdot d\sigma = VnI \left(\frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \theta/2} \quad (2.1.2)$$

Реально вычислялась и сравнивалась с экспериментом следующая величина

$$\frac{dN_{\alpha}}{d\Omega} \sin^4 \frac{\theta}{2} = const.$$

Эта закономерность и получила подтверждение в анализе результатов измерений.

Отсюда и получила свое обоснование ядерная модель атома Резерфорда. Однако в предложенной модели появились противоречия с классической физикой (электродинамикой), а именно:

1). Если система зарядов неподвижна, то такая система неустойчива, на что указывала теорема Ирншоу.

2). Если заряды движутся, то тогда энергия тратится на излучение и электроны должны упасть на ядро.

Эти противоречия указывали на то, что в рамках классической физики такая модель не имеет места.

2.1.2. Оптические спектры атомов.

Накаленные твердые тела испускают *сплошные* спектры излучения. У газов наряду со сплошными спектрами наблюдались *линейчатые* и *полосатые* спектры. К 1900 году было в основном выяснено, что полосатые спектры происходят от излучения молекул, а линейчатые – от атомов и ионов.

Оказалось, что в атомных спектрах линии спектра расположены не хаотически, а в определенной закономерности, они объединялись в группы. Наилучшим образом эти закономерности прослеживались для атома водорода H и в меньшей степени для атомов щелочных металлов. Впервые спектр атома водорода в видимой области был измерен еще в 1862 году А. Ангстремом. Более детально изучал спектр атома водорода И. Бальмер в 1885 году и эмпирически записал простую зависимость для определения всех длин волн водородной серии (см рис. 1.5):

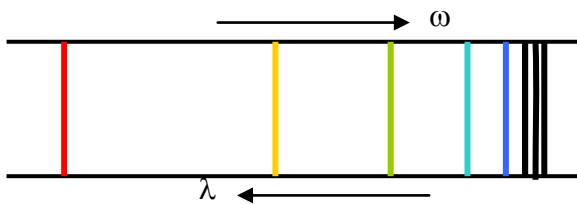


Рис. 1.5.

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (2.1.3)$$

где λ_0 – некоторая постоянная длина волны, n принимает значения $n = 3, 4, 5, \dots$. Можно переписать эту формулу не для длин волн, а для частот линий, пользуясь соотношением $\omega = 2\pi c/\lambda$:

$$\omega = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2.1.4)$$

Здесь R – постоянная И. Ридберга, которая равна

$$R = 2.07 \cdot 10^{16} \text{ рад/с}, (n = 3, 4, 5, \dots).$$

Примечание 4. Иногда вводят простую частоту, которую в спектроскопии часто измеряют в обратных сантиметрах:

$$\nu = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad \text{и} \quad R_H = \frac{R}{2\pi c} = 109678.76 \text{ см}^{-1}$$

Формулы (2.1.3) – (2.1.4) определяют так называемую серию И. Бальмера. В последующие года в спектре атома водорода были найдены другие серии. Если расположить эти серии в порядке уменьшения частоты, то получим следующую последовательность.

Серия Т. Лаймана (1906г.)

$$\omega = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ где } n = 2, 3, 4, 5, \dots \quad (2.1.5)$$

Серия И. Бальмера (1885г.)

$$\omega = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ где } n = 3, 4, 5, \dots \quad (2.1.6)$$

Серия Ф. Пашена (1908г.)

$$\omega = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ где } n = 4, 5, 6, \dots \quad (2.1.7)$$

В 1908 году обобщенную формулу Бальмера записал В. Ритц:

$$\omega = R \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ где } n = n_0 + 1, n_0 + 2, n_0 + 3, \dots \quad (2.1.8)$$

Позже экспериментально были получены также последующие серии спектра атома водорода: серия Брэкетта – $n_0 = 4$ (1922г.), серия А. Пфунда – $n_0 = 5$ (1924г.).

2.1.3. Боровская теория атома.

В 1913 году Нильс Бор сформулировал постулаты, с помощью которых он определил радиусы орбит и энергии электронных состояний в атоме водорода. Эти постулаты:

- 1). Электроны движутся в атоме по определенным стационарным орбитам, которые удовлетворяют определенным квантовым условиям. Электрон на этих орбитах не излучает и имеет дискретные значения энергии E_1, E_2, E_3, \dots . Это стационарные орбиты.
- 2). При переходе из одного стационарного состояния в другое атомы испускают или поглощают излучение строго определенной частоты: $\hbar\omega = E_m - E_n$. Это так называемое правило частот Бора.

Бором были предложены правила квантования момента импульса. Для одномерного движения имеем:

$$\oint pdq = 2\pi\hbar n, \quad \text{где } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.1.9)$$

где p – обобщенный импульс, q – обобщенная координата, а интегрирование проводится по всей замкнутой орбите движения.

Яркий пример замкнутого одномерного движения – движение по круговой орбите в центральном поле. Для такого движения обобщенной координатой является угол φ , а обобщенным импульсом p – момент импульса

$$p_\varphi = mr^2\dot{\varphi} = mvr = const,$$

поскольку при движении в центральном поле сохраняется момент импульса. Тогда из (2.1.9) имеем:

$$\oint p_\varphi d\varphi = mvr \cdot 2\pi = 2\pi\hbar n$$

$$mvr_n = n\hbar \quad (2.1.10)$$

Это правило квантования круговых орбит, радиус орбиты меняется с изменением целого числа n . Для того, чтобы определить радиусы орбит электронов в поле ядра необходимо добавить к условию квантования (2.1.10) 2-ой закон Ньютона, описывающий движение электрона в поле заряда Ze , т.е. решить систему уравнений:

$$\begin{cases} mvr_n = n\hbar \\ m\frac{v^2}{r} = \frac{Ze^2}{r^2} \end{cases} \quad (2.1.11)$$

Из решения системы уравнений получаем радиусы круговых (Боровских) орбит:

$$r_n = \frac{\hbar^2}{me^2} \frac{n^2}{Z} \quad (2.1.12)$$

Для атома водорода ($Z = 1$) радиус 1-ой Боровской орбиты определяется ($n = 1$):

$$r_1 = a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = 0.529 \text{ \AA} = 0.529 \cdot 10^{-8} \text{ см} \quad (2.1.13)$$

Определим энергию электрона в атоме. Полная энергия электрона равна сумме кинетической и потенциальной энергий:

$$E = K + U = \frac{mv^2}{2} - \frac{Ze^2}{r} \quad (2.1.14)$$

Из второго уравнения в системе (2.1.11) выражаем кинетическую энергию $mv^2/2 = Ze^2/2r$, подставляем ее и радиус из (2.1.12) и тогда получаем:

$$E_n = -\frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.1.15)$$

Для атома водорода набор уровней имеет вид:

$$E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2} \quad (2.1.16)$$

Итак, получаем бесконечное число дискретных уровней, сгущающихся к значению энергии $E = 0$ (см рис. 1.6).

Излучение и поглощение света сопровождается переходом с одного уровня на другой (рис. 1.7). Энергия кванта определяется:

$$\hbar\omega = E_n - E_m \quad (2.1.17)$$

При этом частота излучения не связана с частотой обращения электрона вокруг орбиты, как предполагалось ранее. Пользуясь (2.1.16), для частоты

излучения получаем обобщенную формулу Бальмера (2.1.8):

$$\omega = \frac{me^4}{2\hbar^3} \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

где постоянная Ридберга определяется через мировые константы:

$$R = \frac{me^4}{2\hbar^3} \quad (2.1.18)$$

Можно определить скорость движения электрона по орбите:

$$v_n = \frac{e^2}{\hbar n} = \alpha \frac{c}{n} \quad (2.1.19)$$

где $\alpha = e^2/c\hbar \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры.

2.1.4. Опыты Д.Франка и Г.Герца.

Эти эксперименты были начаты Дж. Франком и Г. Герцем до выдвижения теории Бора с целью получить потенциал ионизации атомов, однако именно они привели к подтверждению постулатов Н. Бора.

Схема эксперимента представлена на рис. 1.8. Франк и Герц рассматривали прохождение ускоренных электронов через пары ртути (плотностью 1 мм рт. столба). Ускоряющая разность потенциалов U_{CK} прикладывалась между катодом (К) и сеткой (С), которая менялась и измерялась вольтметром. Разность потенциалов между сеткой и анодом (А) – задерживающая, но малая по величине $U_{AC} = -0.5 \text{ В}$.

Быстрые электроны преодолевают задерживающий потенциал и попадают на анод и дают вклад в электронный ток (измеряемый гальванометром G). Электроны малых энергий задерживаются и не попадают на анод.

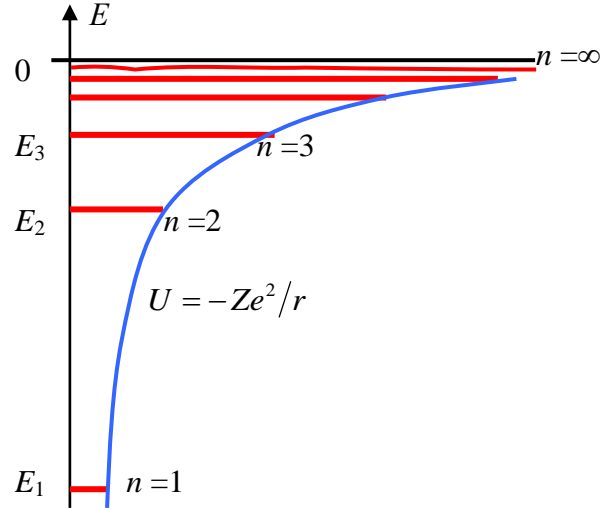


Рис. 1.6.

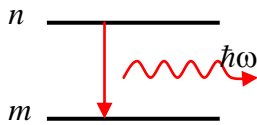


Рис. 1.7.

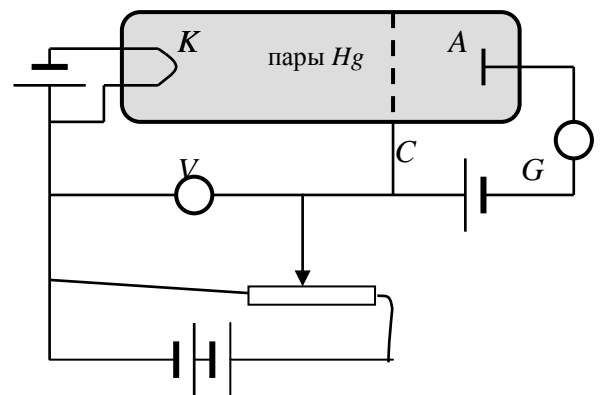


Рис. 1.8.

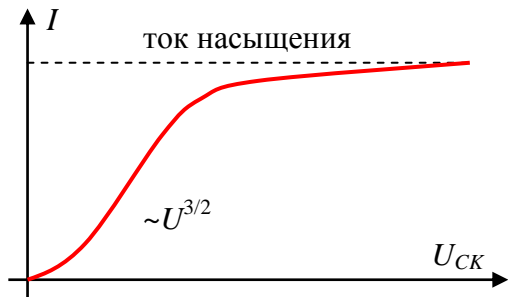


Рис. 1.9.

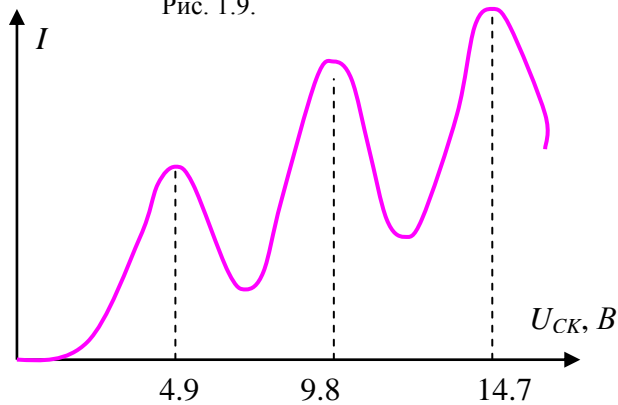


Рис. 1.10.

Если бы в баллоне был вакуум, то вольтамперная характеристика имела бы вид, изображенный на рис. 1.9.

Закон $U^{3/2}$ на начальном этапе зависимости возникает из-за пространственного заряда вблизи катода.

При наличии ртутных паров на эксперименте были получены резкие максимумы и минимумы. Примерная экспериментальная картина для зависимости тока от разности потенциалов изображена на рис. 1.10. Объяснение такой зависимости следующее: начальный рост кривой объясняется тем, что электроны испытывают только упругие столкновения с атомами ртути, т.е. им не хватает кинетической энергии на возбуждение атомов ртути.

При энергии электронов $E = 4.9 \text{ эВ}$ появляется возможность неупругого соударения с одновременным возбуждением атомов ртути. При потере этой энергии на возбуждение электроны не в состоянии преодолеть задерживающий потенциал и ток падает. Дальнейший рост тока объясняется тем, что при достаточном увеличении ускоряющего потенциала электроны могут после первого неупругого столкновения и потери энергии набрать достаточную энергию, чтобы преодолеть задерживающий потенциал. Ток снова падает, когда электрон вторично набирает энергию в 4.9 эВ и снова испытывает

неупругое столкновение с потерей кинетической энергии.

Эти эксперименты показали, что атомы имеют дискретную энергетическую структуру, т.е. не могут принять любую энергию, а только ту, которая соответствует разности энергетических уровней.

Примечание 5. Список имен упомянутых в этом параграфе физиков, внесших огромный вклад в развитие физики XIX-XX века:

Джон Дальтон, английский физик и химик, 1766–1844;

Амедео Авогадро, итальянский физик и химик, 1776–1856;

Йенс Якоб Берцелиус, шведский химик, 1779–1848;

Дмитрий Иванович Менделеев, русский ученый, профессор Петербургского университета, 1834–1907;

Вильгельм Конрад Рентген, немецкий физик, 1845–1923, первая Нобелевская премия в 1901г. за открытие X-лучей;

Антуан Анри Беккерель, французский физик, 1852–1908, Нобелевская премия 1903г. за открытие явления естественной радиоактивности урана;

Джозеф Джон Томсон, английский физик, 1856–1940, Нобелевская премия 1906г. за открытие электрона;

Пьер Кюри, французский физик, 1859–1906, Нобелевская премия 1903г. за исследования радиоактивности и открытие радия;

Эрнест Резерфорд, английский физик, 1871–1937, Нобелевская премия по химии 1908г. за исследования по превращению элементов;

Мария Склодовская-Кюри, польский и французский физик и химик, 1867–1934, Нобелевская премия 1903г. за исследования радиоактивности и открытие радия и 1911г. по химии за получение радия в металлическом состоянии;

Филипп Эдуард Антон Леннард, немецкий физик, 1862–1947, Нобелевская премия 1905г., “За исследование катодных лучей”;

Жан Батист Перрен, французский физик, 1870–1942, Нобелевская премия в 1926г.;

Нильс Хендрик Давид Бор, датский физик-теоретик, 1885–1962, Нобелевская премия 1922 г. за создание квантовой теории планетарного атома;

Ханс Вильгельм Гейгер, немецкий физик, 1882–1945;

Эрнест Марсден, новозеландский физик, 1889–1970;

Джеймс Франк, немецкий физик, 1882–1964, Нобелевская премия 1925г. за установление закономерностей в столкновениях электронов с атомами;

Густав Людвиг Герц, немецкий физик, 1887–1975, Нобелевская премия 1925г. за установление закономерностей в столкновениях электронов с атомами.

О физиках-оптиках:

Андерс Ионас Ангстрем, шведский физик, 1814–1874;

Иоганн Якоб Бальмер, швейцарский физик, 1825–1898;

Иоганнес Роберт Ридберг, шведский физик, 1854–1919;

Теодор Лайман, американский физик, 1874–1954;

Фридрих Пашен, немецкий физик, 1865–1947;

Вальтер Ритц, швейцарский физик - теоретик, 1878–1909;

Август Герман Пфунд, американский физик, 1879–1949.
