11 보어 원자모형

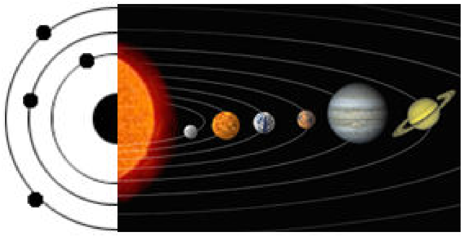
양자역학을 접하고도 놀라지 않는 사람은
그것을 제대로 이해하지 못한 사람이다.
- 닐스 보어 -

보어의 등장

러더퍼드가 제안한 원자모델로는 수소 휘선의 불연속적인 스펙트럼을 설명할 수 없었다. 또한 고전물리학인 맥스웰의 전자기학과 뉴턴역학에도 위배되는 것으로 원자형태를 소실되지 않도록 하는 방법이 없다는 것이 문제가 되었다. 이에 보어는 3가지 가설(postulate)을 제시하여 이 문제를 해결하고자 하였다.

보어가 원자형태 소멸을 해결하는 모델을 제안하게 된 데에는 플랑크의 에너지 양자가설과 아인슈타인의 광량자설을 기반으로 하고 있다. 즉 빛에너지는 불연속적이라는 개념(양자가설)과 빛은 $h\nu$라는 에너지를 가진 입자라는 가설(광량자설)을 이용하여, 빛을 입자라기보다는 어떤양(양자, quanta)로 취급하면 러더퍼드의 원자모델의 문제점을 해결할 수 있을 것으로 판단하였다. 1913년 보어는 나가오

카와 러더퍼드의 원자모델에 영감을 얻어 태양계 모델(solar system model)을 도입하게 된다. 즉 원자핵을 중심으로 일정한 궤도(orbit)내에서 전자들이 공전하고 있는 원자모델을 제안하고 이를 성립시키도록 하기 위해 몇가지 기본 가정을 제시한다. 궤도전자(orbiting electron) 개념으로 플랑크의 불연속적인 에너지 개념을 정확히 이해할 수 있게 되었다.



|보어의 태양계 모델|

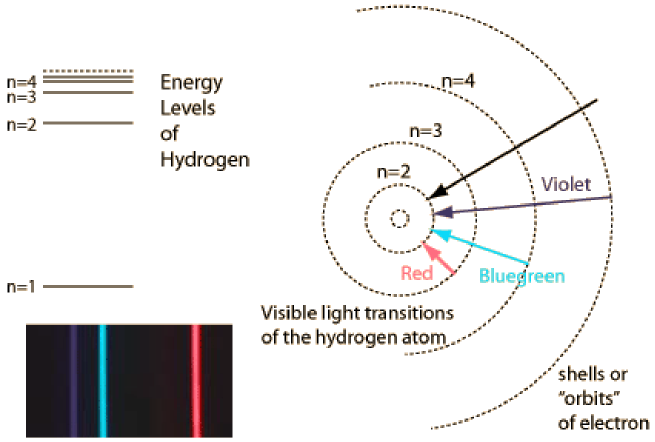
보어의 3가지 가설 중 첫째, 원자는 전자가 회전하는 정해진 궤도를 지니며 일정하게 회전시에는 전자는 빛을 방출하지 않으며 이때를 정상상태라고 한다는 것이다. 둘째, 전자가 한 궤도에서 다른 궤도로 전이시 빛을 흡수 또는 방출한다. 셋째, 전자가 안정된 궤도를 회전시(정상상태)에는 전자는 고전론을 따른다. 이 세가지 가설은, 바닥상태(ground state) 보다 더 낮은 에너지 상태는 없다는 것과 전자가 방출하는 에너지는 언제나 양자화되어 있다는 생각(확신)에 바탕을 두고 있다. 따라서 모든 원소는 서로 다른 전자 궤도를 지니고 있으므로 서로 다른 휘선스펙트럼을 보이는 것이 당연한 것으로 간주되었다.

보어의 원자모델은 기존 원자모델의 두가지 문제점을 일거에 해결할 수 있었다. 전자궤도가 불연속적으로 배치되어 있고 원자에너지도 불연속적이며, 에너지 손실 없이 같은 궤도를 공전하는 정상상태라는 것을 이용하여 전자 공전시에도 원자 크기가 유지되는 이유를 설명하였다. 이는 플랑크의 개념을 사용한 흔적이다. 아인슈타인의 개

념을 이용해서는 휘선스펙트럼의 발생 원인을 설명하였다. 아인슈타인의 사고실험에서와 같이 빛에너지인 양자가 작은 상자 출입시에 불연속적인 값을 지니기에 상자안의 총 에너지도 불연속이 된다. 상자 내외부 출입(전이)시에 광량자는 에너지를 흡수하거나 방출하며 이때 흡수 또는 휘선 스펙트럼을 보인다는 것이다.

▌보어 모델의 증명

맥스웰은 전자 회전시에 에너지를 방출하고 이것이 휘선을 만드는 원인이라고 하였다. 그러나 보어는 전자 궤도를 변경시에, 즉 높은 궤도(n)에서 지니고 있던 에너지를 버림으로써 더 낮은 궤도(m)로 내려갈 수 있다고 보았으며 이때 전이에너지($h\nu = W_n - W_m$)가 빛으로 발생한다고 보았다.



|전자전이에 따른 휘선 스펙트럼 발생|

보어의 식을 진동수로 표현했을 때, 수소 휘선스펙트럼을 해석한 리드버그의 진동수 공식과 유사함을 알 수 있다. 리드버그는 고전물리학에 준하여 발생되는 빛에너지의 불연속성을 설명하고자 하였다면, 보어는 불연속적인 에너지 양자 개념을 이용한 것이라 할 수 있다. 두 식 모두 특정 에너지의 편차로서 발생에너지를 표현하고 있

으며, 두 식을 일치시키면 n궤도 에서의 일함수인 정상상태를 궤도운동 하는데 소요되고 있는 에너지(W_n)을 구할 수 있게 된다. 리드버그는 R이라는 리드버그 상수값을 휘선스펙트럼의 자료를 맞추기 위한 경험적인 상수로 봤다면, 보어는 이론적인 해석을 통해 그 값이 정확히 리드버그가 구한 값과 일치함을 보인다. 그렇다면 실제로 불연속적인 에너지를 지닌 상태가 존재하는가, 또는 정말로 전자 전이시에 빛에너지가 방출되는가를 실험적으로 검증할 필요가 있었다.

Rydberg eq.

$$\nu = \frac{Rc}{m^2} - \frac{Rc}{n^2}$$

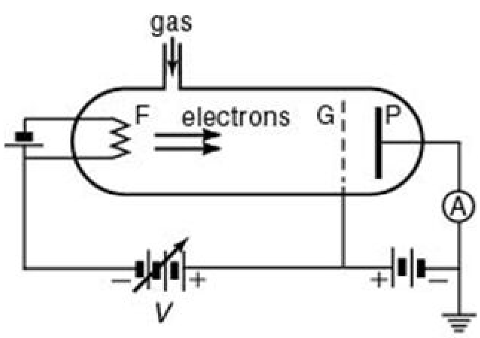
Bohr eq.

$$\nu = \frac{W_n}{h} - \frac{W_m}{h}$$

$$\rightarrow \frac{W_n}{h} = -\frac{Rc}{n^2} \quad \rightarrow W_n = -\frac{Rhc}{n^2}$$

|정상상태 궤도 에너지(W_n)|

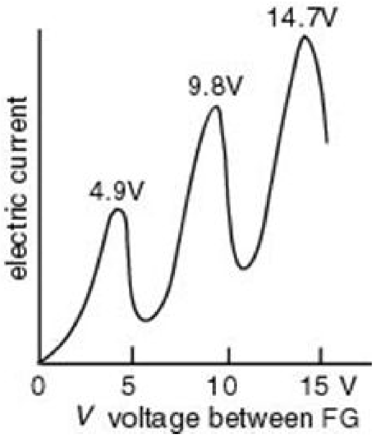
보어의 이론을 실험적으로 증명한 유명한 실험은 1914년에 프랑크(James Franck, 1882-1964)와 헤르츠(Gustav Hertz, 1887-1975)에 의해 수행되었다. 수은 기체가 채워진 관에 전자를 충돌시켰을 때, 수은의 전자가 여기되어 양자화된 에너지 상태를 보이며, 특정한 양의 에너지만을 충돌에 의해 주고 받는다는 것을 알게 된다. 이 실험에서는 탄성충돌(elastic collision) 개념을 이용하여 에너지 준위, 여기에너지를 찾아낸다.



|프랑크-헤르츠 실험장치|

실험장치는 F(cathode)-G(grid) 사이의 전압을 조절하고 P(plate)에서 얻게 되는 전류값을 전류계(A)로 측정하는 간단한 장치

이다. 이때 전압인가로 인해 가열된 필라멘트인 F에서 발생된 열전자는 관내부의 수은 기체와 탄성충돌한다. 즉 충돌과정에서 에너지 손실은 없으며, 모든 충돌에너지는 수은 전자에게 전달된다고 보았다. 수은이 채워지지 않았다면 전압에 따라 전류값은 선형적으로 증가했어야 하지만, 실험 결과에서와 같이 전압증가시 어느정도까지는 전류가 증가하다가 급격한 전류 감소를 보이게 된다. 이때를 낮은궤도에서 높은궤도로 여기되는 상태로 해석할 수 있다. 즉 양자 점프 (quantum jump) 현상이 발생하고, 이러한 전자 전이를 위해 필요한 에너지 만큼을 전류값에서 차용했다고 할 수 있다. 전류 급감이 나타나는 전압값의 편차($\Delta E=e\Delta V$)는 4.9 eV로 일정함을 알 수 있다. 수은의 뚜렷한 스펙트럼 파장이 253.7 nm이고 이로부터 구할 수 있는 여기에너지는 4.86 eV임을 확인할 때, 당시의 실험이 매우 정확했음을 알 수 있다. 이를 통해서 전이 에너지는 불연속적인 전자궤도를 돌고 있는 원자에 의해서 발생된다는 것이 증명되었다.



|전류 급감을 보이는 결과|

▌대응원리

전자궤도가 커지면 n 궤도와 n+1 궤도가 지니고 있는 에너지 준위는

거의 일치하게 된다. 즉 에너지 준위의 연속성이 나타나는 것처럼 보이고 고전물리학으로 귀결하게 된다. 이를 이용하여 고전론 모델이 보어 모델과 일치하게 되어, 전자 회전시에 빛을 방출하는 현상이 나타난다. 이처럼 큰 궤도에서의 고전론과 양자론의 일치를 이용하는 것을 대응원리(correspondence principle)이라고 한다.

우선 고전역학을 이용하여 기본진동수를 계산하면, 중심의 원자핵 주변에 공전하는 전자는 쿨롱힘(kq_1q_2/r)인 구심력과 각운동량인 원심력간의 평형을 이루고 있는 상태에서 쉽게 계산된다. 여기서 각속도(ω)는 $2\pi\nu$이며 선속도(v)로 나타내면 v/r로도 표현된다. 또한 원자가 지닌 총에너지(W)는 운동에너지(E_k)와 내부에너지(E_p)의 합으로 계산되며, E_p는 원자핵과 전자간의 거리에 따른 쿨롱힘의 영향력을 고려하여 적분형태로 표현된다. 따라서 W는 $E_p/2$로 정리된다. 원자반경(r)은 양자론에서의 궤도인 n에 해당하며, W는 W_n에 대응한다.

▌뉴턴역학에 의한 기본진동수(ν), 원자에너지(W) 계산

구심력(쿨롱힘)=원심력(각운동량)

$$k\frac{e^2}{r^2} = mr\omega^2 \qquad \omega = 2\pi\nu = \frac{v}{r} \quad \rightarrow \quad \nu = \sqrt{\frac{ke^2}{4\pi^2 mr^3}} = \frac{v}{2\pi r}$$

$$E_p = \int_x F_c dx = \int_\infty^r k\frac{e^2}{r^2}dr = -k\frac{e^2}{r} = -2E_k$$

$$W = E_k + E_p = -\frac{1}{2}E_p + E_p = \frac{1}{2}E_p = -\frac{ke^2}{2r} = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_o r} < 0$$

▌양자론에 의한 기본진동수(ν), 원자에너지(W_n) 계산

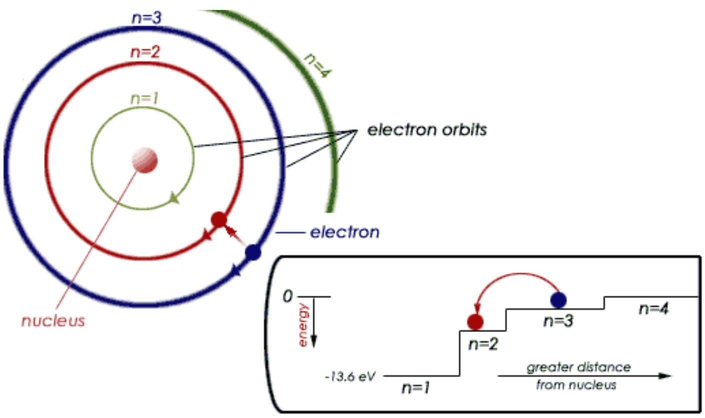
$$\nu = \frac{Rc}{m^2} - \frac{Rc}{n^2} = -\frac{Rc}{n^2} + \frac{Rc}{(n-t)^2} = \frac{2Rct(1-t/2n)}{n^3(1-2t/n+t^2/n^2)} \approx \frac{2Rc}{n^3}t$$

$$\text{양자론 기본진동수 } \frac{2Rc}{n^3} = \sqrt{\frac{ke^2}{4\pi^2 mr^3}} \text{ 고전론 기본진동수}$$

$$\rightarrow \frac{2Rc}{\left(\sqrt{\frac{Rhc}{W_n}}\right)^3} = \sqrt{\frac{ke^2}{4\pi^2 m\left(\frac{ke^2}{2|W|}\right)^3}} \quad \rightarrow R = \frac{2\pi^2 me^4k^2}{ch^3} = \frac{me^4}{8\varepsilon_o^2 ch^3}$$

$$W_n = -\frac{Rhc}{n^2} = -\frac{me^4}{8\varepsilon_o^2 h^2}\frac{1}{n^2} = -\frac{me^4}{32\pi^2\varepsilon_o^2\hbar^2}\frac{1}{n^2} = -13.6eV\frac{1}{n^2}$$

리드버그 식을 이용하여 n 궤도에서 t 궤도만큼 차이나는 m(=n-t) 궤도로 전이될 때, n값이 상당히 크다는 가정하에 기본진동수는 $2Rc/n^3$에 의존하게 된다. 즉 기본진동수에 t배가 되는 지점에서 휘선이 발생하는 형태가 된다. 대응원리에 의해 구한 기본진동수와 고전론으로 구한 루트형태의 진동수를 같다고 보면 리드버그 상수와 n 궤도에서의 준위 에너지를 수치로 구할 수 있게 된다. 리드



|전자궤도에 따른 에너지 준위 차이|

버그가 경험식으로 구한 R값이 보어의 계산으로 물리적인 의미를 갖게 되었으며, 해당 준위가 갖는 에너지는 $-13.6/n^2$이라는 관계를 지님을 알게 되었다. 즉 궤도가 증가할수록 준위에너지는 n^2에 반비례하게 되어, 에너지 준위 편차가 점점 감소한다. 최소 n=1일때의 최저에너지(ground state)는 -13.6 eV가 되고, 수소의 이온화에너지 또는 전자가 원자핵에서 벗어나는데 필요한 에너지로 해석할 수 있다. 여기서 1 eV는 23.1 kcal/mol이다. n이 무한히 증가하면 자유전자(free electron)로 원자에서 벗어나게 된다.

대응원리를 이용하여 원자지름을 구할 수도 있다. 양자론과 고전론에서 각각 구한 준위에너지는 n값이 크면 일치하게 된다. 즉 $W=W_n$으로 볼 수 있으며, 결국 $W_n=-W_1/n_2$ 형태로 볼 수 있다. 따라서 고전론의 원자반경(r)은 a_on^2의 형태로, 보어 반경 $a_o(=0.5298\times10^{-8}$ cm)으로 표현된다. 원자반경은 n^2에 비례하여, 궤도가 증가할수록 반경은 급격히 증가한다. 수소와 같은 n=1인 가장 안정된 상태에서의 원자크기($D=2r=2a_o$)는 1.06×10^{-8} cm가 된다. 이는 고전론에서 원자크기를 개략적으로 10^{-8} cm로 본 것과 일치하는 결과가 되어 n이 큰 궤도에서는 대응원리가 잘 맞는다는 것을 알 수 있다.

$$W_n = -\frac{me^4}{8\varepsilon_o^2h^2}\frac{1}{n^2} = -\frac{W_1}{n^2} = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_o r}$$

$$\rightarrow \quad r = \frac{h^2\varepsilon_o}{\pi me^2}n^2 = a_on^2$$

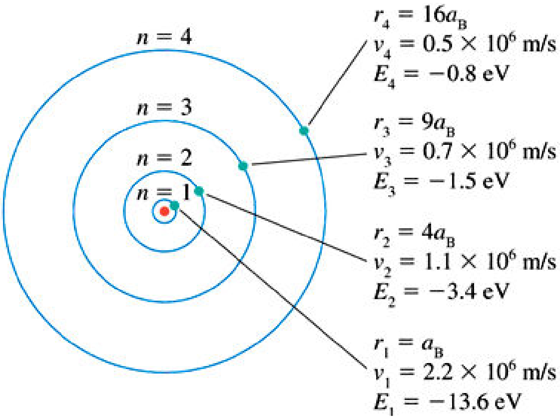
|원자반경 계산|

$$v_n = \frac{e}{\sqrt{4\pi\varepsilon_o mr}} = \frac{e}{\sqrt{4\pi\varepsilon_o ma_o}}\frac{1}{n} = \frac{v_1}{n}$$

|해당 궤도에서의 선속도의 관계|

해당 궤도에서의 전자의 회전 선속도(v_n) 또한 최저 궤도의 선속도(v_1)과 관계가 있음을 구할 수 있다. 고전론에서 구한 선속도에

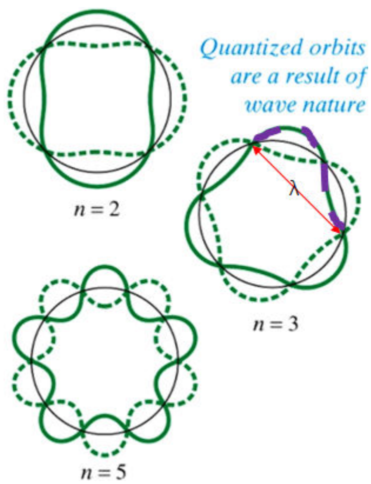
보어 반경 개념을 도입하여 정리하면 쉽게 구할 수 있다. 최저 궤도에서의 선속도(v_1)는 2.19×10^6 m/s로 빛의 속도($c=2.998 \times 10^8$ m/s) 보다는 상당히 느린 편이다. 여기서 $v1/v_n$의 비는 n이라는 정수가 되어, 해당 궤도에서의 속도를 예측할 수 있게 된다.



|해당궤도에서의 선속도와 반경, 에너지 준위|

보어의 양자조건

빛을 파동에서 입자로 사고의 전환을 가져온 것이 아인슈타인의 광량자설이었다면, 양자론에서도 빛을 다시 파동으로 간주한 사람이 등장하는 데 드브로이(Louis de Broglie, 1892-1987)이라는 학자였다. 그는 물질파(matter wave)라는 개념을 이용하여 보어의 원자모델에서 공전하는 전자가 지닌 파동특성은 정상파여야지만 해당궤도를 유지할 수



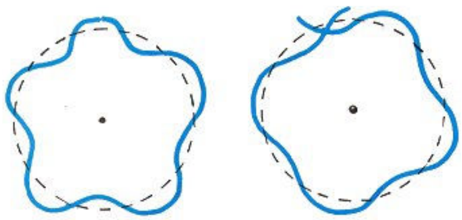
|해당궤도에서의 드브로이 파|

있다고 주장하였다. 정상파를 만드는 동안에는 파동에너지가 안정화 되어 전자기파를 발생하지 않는다고 설명하여, 보어 모델을 한층 더 확고히 해 주었다. 이에 관해서는 추후 다시 자세히 다루기로 한다.

$$2\pi r = n\lambda = n\frac{h}{p} = n\frac{h}{mv}$$

|보어 양자조건|

보어의 원자모델을 구성하기 위한 가설을 다시 정리해 보면 두 가지 가정으로 귀결된다. 제1가정은 양자조건(λ=h/p)으로 전자의 운동 궤도는 양자 조건을 만족시키는 것만이 안정된 궤도를 유지한다는 것으로, 앞서와 같이 드브로이의 물질파 개념으로 구체화되었다. 제2가정은 진동수조건으로 전자는 다른 궤도로 순간적으로 전이될 수 있으며, 두 궤도의 에너지 차이와 같은 에너지를 가진 광자 한 개를 방출 또는 흡수한다는 것이다. 이는 앞에서도 설명했던 $\Delta E=h\nu$를 말한다. 양자조건을 검산해 보면 r=0.053 nm라고 했을 때, 해당 궤도에서 정상파를 만들 수 있는 파장은 0.33 nm로 정확히 $2\pi r$이 되어, 양자조건을 만족시킨다. 따라서 양자조건에 의해 전자궤도를 돌고 있는 전자파(electron wave)는 정수배의 λ를 지녀야만 한다.



|2πr=5λ일 때와 4.5일 때의 전자궤도|

양자조건에서 보면 상수 h가 계속 등장하고 있는데, 입자파의 개념을 도입하지 않고도 원운동하는 물체(전자)가 양자조건을 만족시키는지를 증명할 필요가 있었다. 즉 각운동량(angular momentum) 또한 플랑크 상수에 비례함을 보이면 된다. 여기서 각운동량(L)은 $pr=(mv)r=mr^2\omega$가 된다. 원심력과 쿨롱힘을 같다고 놓고

정리하면, 각운동량과 플랑크 상수의 관계가 정수비에 비례하는 것으로 나타난다. 따라서 n 궤도에서 각운동하는 전자는 여전히 플랑크의 상수에 의존하는 양자조건을 따르게 된다. 원자에너지의 불연속성인 플랑크 상수(h/2π=ħ)와 각운동량(L)이 같은 단위이므로, 에너지의 불연속성은 각운동량의 불연속성으로 정의된다. 궤도가 커질수록 각운동량은 전자회전방향의 수직으로 방향으로 n배 만큼씩 증가한다.

각운동량을 이용한 보어 양자조건 증명

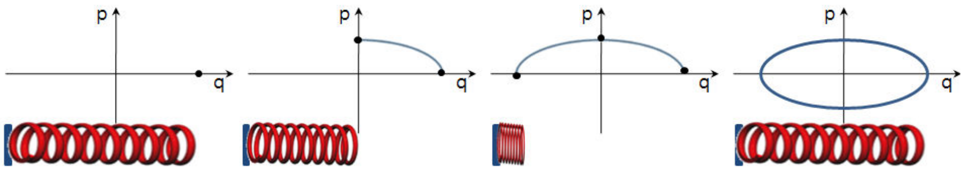
원심력=쿨롱힘 $mr\omega^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\frac{e^2}{r^2} \rightarrow e^2 = 4\pi\varepsilon_o mr^3\omega^2 \quad r = \frac{h^2\varepsilon_o}{\pi me^2}n^2$

$$E = -\underline{\frac{me^4}{8\varepsilon_o^2h^2}\frac{1}{n^2}} = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_o r} = -\frac{mr^2\omega^2}{2} = -\frac{L^2}{2mr^2} = -\underline{\frac{L^2\pi^2m^2e^4}{2mh^4\varepsilon_o^2n^4}}$$

$$\rightarrow L^2 = \frac{h^2}{4\pi^2}n^2 \quad \rightarrow L = \frac{h}{2\pi}n = \hbar n$$

좀머펠트의 반기

보어의 양자조건을 해석할 때, 전자의 원운동만을 고려하여 증명한데 좀머펠트(Arnold Sommerfeld, 1868-1951)가 반기를 들고 나섰다. 양자는 원운동만 하는 것이 아닐 것이라는 주장이다. 즉 타원운동까지 고려해야 한다는 것으로 용수철의 단조화운동(simple harmonic oscillation)을 통해서 설명하였다. 운동량과 위치량을 p-q 2차원 위상 평면에 나타내고, 에너지 보존 법칙을 이용하여 반복운동, 원운동, 타

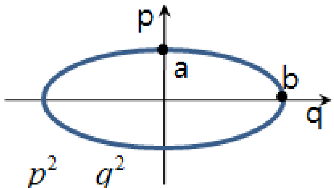


|용수철 단조화운동에 따른 타원 위상좌표|

원운동 등의 모든 운동하는 전자의 안정된 궤도를 갖기 위한 조건을 찾아내었다. 달리 얘기하면 보어의 양자조건을 보다 확장시켰다고 할 수 있다.

좀머펠트의 확장된 양자조건

By energy conservation



→ $E(p,q) = E_k + E_p = \dfrac{p^2}{2m} + \dfrac{k}{2}q^2$

$$1 = \frac{p^2}{2mE} + \frac{k}{2E}q^2 = \frac{p^2}{\left(\sqrt{2mE}\right)^2} + \frac{q^2}{\left(\sqrt{2E/k}\right)^2} = \frac{p^2}{a^2} + \frac{q^2}{b^2}$$

Area of ellipse

→ $J = \pi ab = 2\pi E\sqrt{\dfrac{m}{k}} = E\dfrac{2\pi}{\omega} = \dfrac{E}{\nu} = hn = \oint pdq \qquad \omega = \sqrt{\dfrac{k}{m}} = 2\pi\nu$

보어 모델의 성공과 실패

이상의 보어 모델의 해석은 사실 수소 휘선을 설명하기 위한 것으로 가장 단순한 원자인 수소에 준하여 개발되었다. 따라서 당연히 수소보다 전자가 많은 원자에 대해서는 보어 모델과 여러 이론식들을 그대로 적용하기가 어렵다. 핵내 Z개의 양전자와 1개의 오비탈 전자를 보유한 H(Z=1), He^{+}(Z=2), Li^{2+}(Z=3)만을 비교하더라도 바닥상태 이온화 에너지도 차이가 난다.

Ion	Diameter $2r_1$	Ionization energy $\|E_1\|$	Wavelength of $3 \rightarrow 2$
H ($Z = 1$)	0.106 nm	13.6 eV	656 nm
He^{+} ($Z = 2$)	0.053 nm	54.4 eV	164 nm
Li^{++} ($Z = 3$)	0.035 nm	125.1 eV	73 nm

|수소와 유사한 원자들의 특성 비교|

모델이라는 말처럼, 또한 보어의 여러 가정하에 만들어진 만큼 러더퍼드나 그에 앞선 톰슨 모델처럼 또다시 변화할 수 있는 여지는 충분히 있다. 그 여지를 제공한 것은 전이라는 개념을 설명할 수 없다는 것이었다. 보어 모델을 통해 휘선 스펙트럼이 나타난다는 것을 충분히 해석하였지만, 휘선중의 어떤 것은 다른 것들에 비해 더 밝게 나타나는 현상을 설명하지 못했다. 즉 휘선의 밝기 차이를 설명하기 위해서는, 진폭의 제곱이 빛의 세기라는 파동학적 설명을 이용하지 않아야 하기에, 많은 전자가 전이시에 빛의 강도가 세진다고 주장하였다. 그렇다면 전이가 발생하는 방법론이 무엇이며, 전자가 다른 궤도로 이동시에는 경로가 존재하지 않는 순간이동을 한다는 것인가라는 의문이 꼬리를 물게 된다. 즉, 전자전이는 순간적으로 발생하기에 위치량(q)을 파악하기 힘들고, 위치량을 파악하려고 하면 정지시켜야 하기에 운동량(p) 파악이 힘들어져서 안정된 궤도를 유지하기 위한 각운동량이 사라지게 된다. 이는 추후에 하이젠베르그가 해석하게 된다.

보어의 원자모델이 정확하지는 않지만 원자궤도의 개념을 쉽게 이해할 수 있다는 장점으로 초중등 교육에서 널리 사용되고 있다. 현재는 원자구름 모델이나 초끈이론을 이용한 끈 모델 등의 새로운 원자 모델이 제안되고 있다. 어떤 모델이 알 수 없는 원자의 내부를 정확히 묘사한다고는 얘기할 수 없으며, 이를 바탕으로 설명된 주기율표도 이론에 불과한 것이다.

▌등장인물 살펴보기

제임스 프랑크(James Franck, 1882-1964)
독일의 물리학자이다. 기체의 전기전도에 관한 연구를 시작으로 헤르츠와 함께 수행한 전자의 비탄성충돌 실험까지 수행하였다. 헤르츠와 공동으로 노벨 물리학상을 수상하였다. 미국으로 도미하여 맨해튼 프로젝트로 참가하지만, 나중에는 원폭을 반대하였다.

구스타프 헤르츠(Gustav Hertz, 1887-1975)
독일의 실험물리학자이다. 하인리치 헤르츠의 조카이다. 박사는 플랑크(Planck)의 지도를 받았다. 프랑크와 공동으로 수행한 실험에서 기체내 전자의 탄성 충돌에 관한 에너지 준위의 불연속을 규명하여 1925년에 노벨 물리학상을 수상하였다.

루이스 드브로이(Louis de Broglie, 1892-1987)
프랑스의 이론물리학자이다. 1924년 물질파(드브로이파)에 관한 논문을 발표하였으며, 물질입자라고 보는 전자도 빠른 속도로 움직이기 때문에 파동의 성질을 지닌다고 주장하였다. 즉 모든 움직이는 입자는 고유의 파동을 지닌다는 것이다. 1929년에 노벨 물리학상을 수상하였다.

아놀드 좀머펠트(Arnold Sommerfeld, 1868-1951)
독일의 이론물리학자이다. 그는 양자역학내 미세구조(fine-structure) 상수를 도입하였으며, 새시대에 수많은 후학들을 육성하였다. 하이젠베르그, 파울리, 디바이 등의 박사지도 교수이기도 하였다. 노벨상을 받지는 못했지만 양자역학에 공로로 많은 상을 수상하였다.