

Chapitre II :

MODELES DE L'ATOME.

STRUCTURE ELECTRONIQUE DES ATOMES

ORBITALES ATOMIQUES

MODELES DE L'ATOME.

Modèle de **Rutherford** (1911)

Modèle de **Bohr** 1913 (cas de l'atome d'hydrogène)

Modèle de **De Broglie** (1925) (mécanique ondulatoire)

Equation de **Schrödinger**
(1926) (Fonction d'onde)



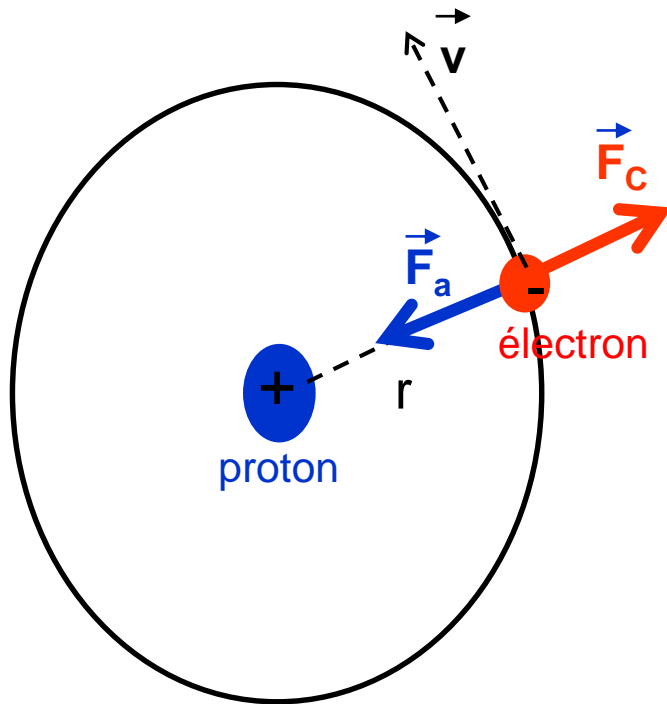
Modèle de Rutherford

Pour Rutherford, le modèle de l'atome était analogique au modèle planétaire :

* L'atome possédait un centre, massique, constitué par le noyau de l'atome, qui était analogue au Soleil ou à la Terre.

* Autour de ce centre gravitent des électrons, analogues aux planètes qui tournent autour du soleil ou aux satellites gravitant autour de la Terre.

L'électron **chargé (-)** est soumis à la **force d'attraction coulombienne F_a** du noyau chargé positivement. (Le poids des électrons est considéré comme négligeable).



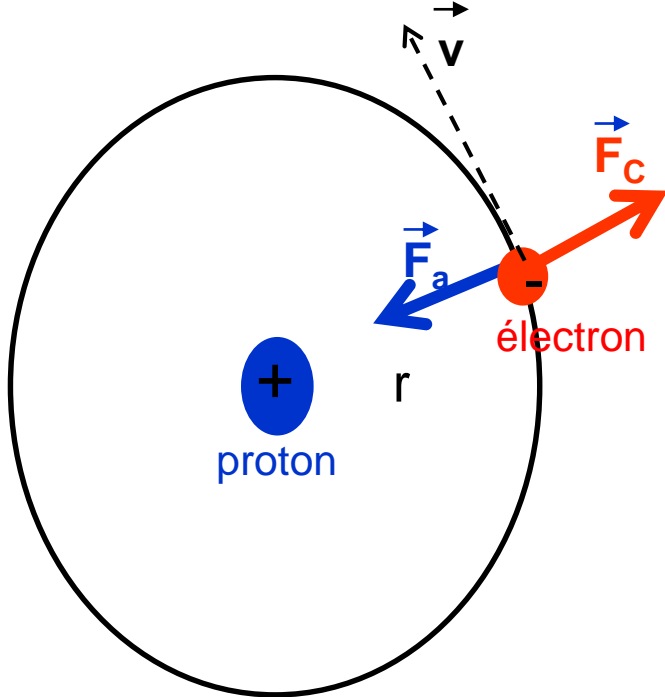
$$F_a = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$$

r = rayon de l'orbite

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2 \text{ N}^{-1} \text{ m}^{-2}$ (permittivité du vide)

L'électron est aussi soumis à la **force centrifuge F_c** due à son mouvement circulaire :

$$F_c = mv^2 / r$$



$$F_a = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$$

$$F_c = mv^2 / r$$

Il y donc stabilité mécanique

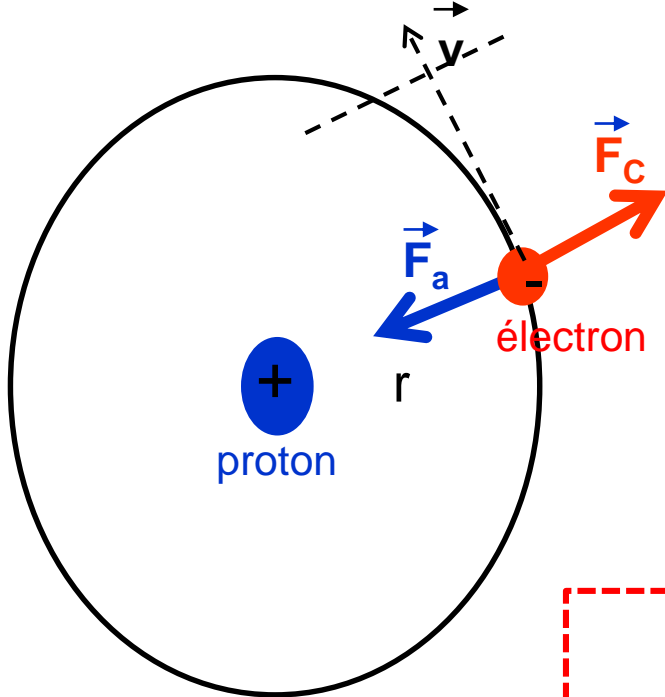
$$F_a = F_c$$

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = mv^2 / r$$



$$r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{mv^2}$$

r = rayon de l'orbite



$$F_a = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$$

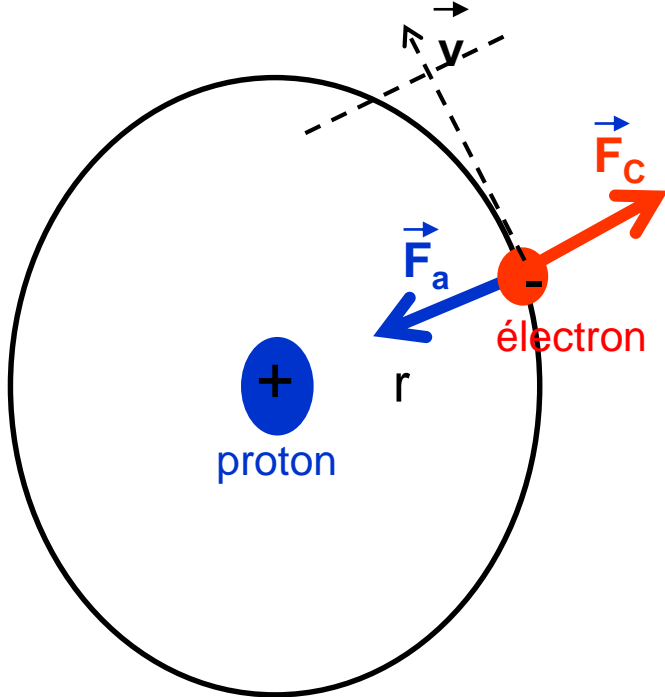
$$F_c = mv^2 / r$$

$$r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{mv^2}$$

Energie totale = Energie cinétique + Energie potentielle

$$\text{Energie cinétique} = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$$

$$\text{Energie potentielle} = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$$



$$F_a = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$$

$$F_c = mv^2 / r$$

Energie totale = Energie cinétique + Energie potentielle

$$\text{Energie cinétique} = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$$

$$\text{Energie potentielle} = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$$

$$\text{Energie totale} = - \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$$



Modèle de Rutherford

Pour Rutherford, le modèle de l'atome était analogue au modèle planétaire :

* L'atome possédait un centre, massique, constitué par le noyau de l'atome, qui était analogue au Soleil ou à la Terre.

* Autour de ce centre gravitent des électrons, analogues aux planètes qui tournent autour du soleil ou aux satellites gravitant autour de la Terre.

Energie totale =

$$-\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$$

$$r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{mv^2}$$

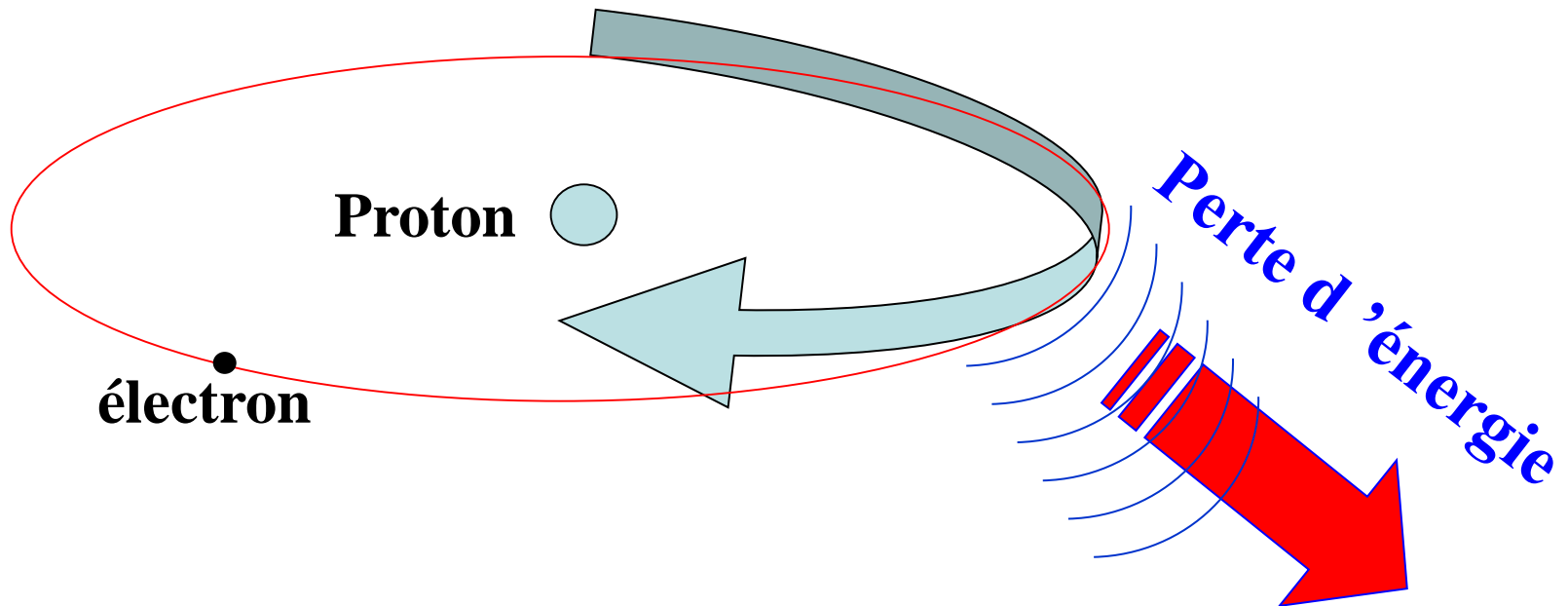
Cette énergie est négative : elle est fonction de $1/r$.

Energie totale =

$$-\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$$

$$r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{mv^2}$$

Cette énergie est négative : elle est fonction de $1/r$.



Il finira par heurter le noyau au bout de 10^{-8} s,

→ Contradiction

Modèle de Bohr, il énonça trois postulats :

* Un postulat « mécanique » : les trajectoires circulaires de l'électron sont stationnaires et à énergie constante. Sur ces orbites stables, l'électron ne rayonne pas.

* Un postulat « optique » : ce n'est que lors du passage de l'électron d'une orbite stationnaire à l'autre que l'on peut observer une variation d'énergie, correspondant à l'émission ou l'absorption d'un photon d'énergie fixée par la relation d'Einstein.

* Un postulat « quantique » : les orbites stables sont celles pour lesquelles le moment cinétique orbital de l'électron ($m.v.r$) est quantifié.

$$m.v.r = \frac{h}{2\pi}$$

$$E = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{2r}$$

avec

$$r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{mv^2}$$

* Un postulat « quantique » : les orbites stables sont celles pour lesquelles le moment cinétique orbital de l'électron ($m.v.r$) est **quantifié**.

$$m.v.r = \frac{h}{2\pi}$$

$$E = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{2r}$$

Avec

$$r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{mv^2}$$

$$r = n^2 \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2} \equiv n^2 r_1$$

r_1 = rayon de la 1^{ère} orbite
 = $0,529 \cdot 10^{-10}$ m

Energie totale =

$$-\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2}$$

$$= E1 / n^2$$

$E1$ = Energie de la 1^{ère} orbite
 = - 13,6 eV

Absorption et émission d'énergie

* Un postulat « optique » : ce n'est que lors du passage de l'électron d'une orbite stationnaire à l'autre que l'on peut observer une variation d'énergie, correspondant à l'émission ou l'absorption d'un photon d'énergie fixée par la relation d'Einstein.

$$\Delta E = |E_f - E_i| = h \nu = h c / \lambda$$

E_f : état final

E_i : état initial

ν : fréquence de la radiation

λ : longueur d'onde

c : vitesse de la lumière : $c = 3.108 \text{ m.s}^{-1}$

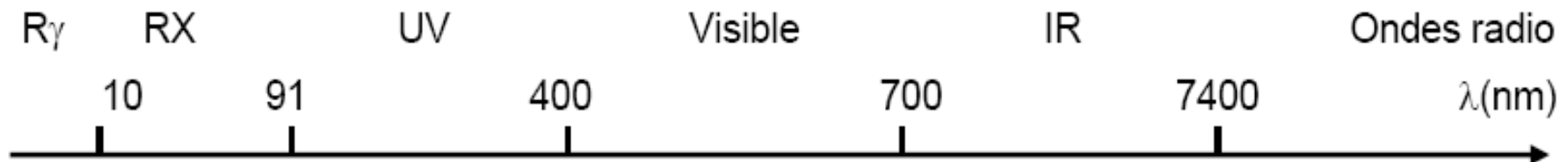
h : constante de Planck : $h = 6,626.10^{-34} \text{ J.s}$

Chaque raie est caractérisée par sa fréquence

$$\nu = \frac{c}{\lambda}$$

ou son nombre d'onde $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda}$

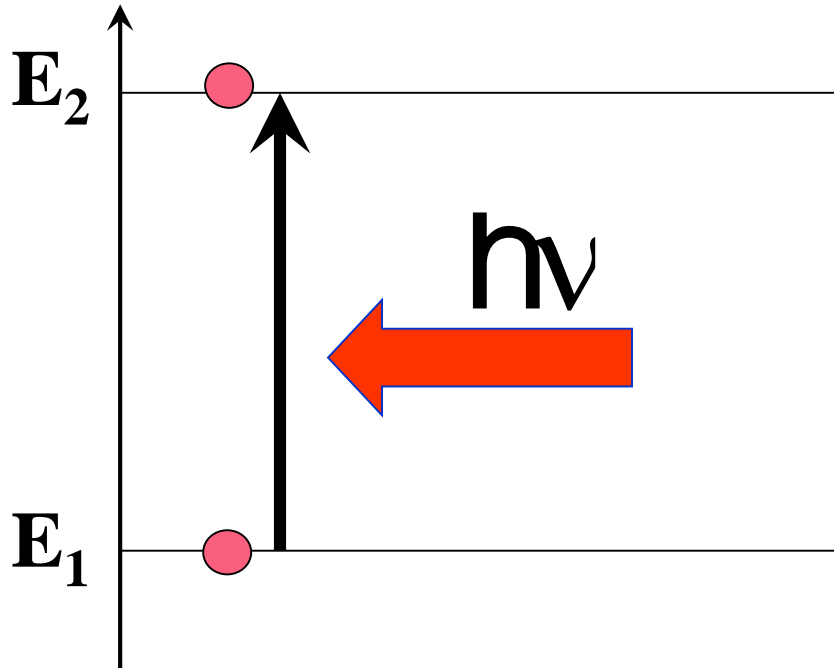
Le spectre de l'ensemble des radiations peut se présenter de la façon suivante :



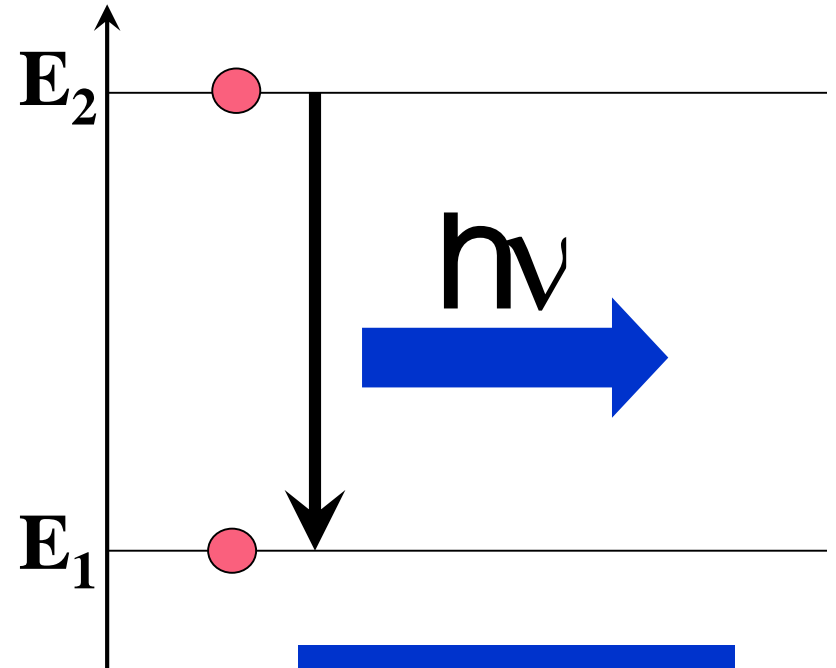
MODÈLE de BOHR & SOMMERFELD

Ce modèle explique les spectres de « raies » de l'atome H

$$\Delta E = E_2 - E_1 \Rightarrow \Delta E = K \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right]$$



ABSORPTION



EMISSION

Pour l'hydrogène, On obtiendra une série de groupes de raies lumineuses constituant le **spectre d'émission de l'hydrogène**.

Chaque groupe de raies est appelé une *série* et porte le nom du savant qui l'a découvert.

Les seuls échanges d'énergie possibles entre l'atome et l'extérieur sont donnés par la relation

$$\Delta E_{n_2 \rightarrow n_1} = E_{n_2} - E_{n_1} = \frac{m_e e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

n_i est un nombre entier appelé **nombre quantique**.

Quand $n = n_2 > 1$, l'atome est dans un état excité et l'électron occupe une orbite n_2 .

Ce changement d'orbites induit des lumières émises ou absorbées caractérisées par des fréquences ν reliées par la

relation de Planck : $\Delta E = h \nu \implies \nu = \Delta E / h = c / \lambda$

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \left(\frac{m e^4}{8 c h^3 \epsilon_0^2} \right) \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right)$$

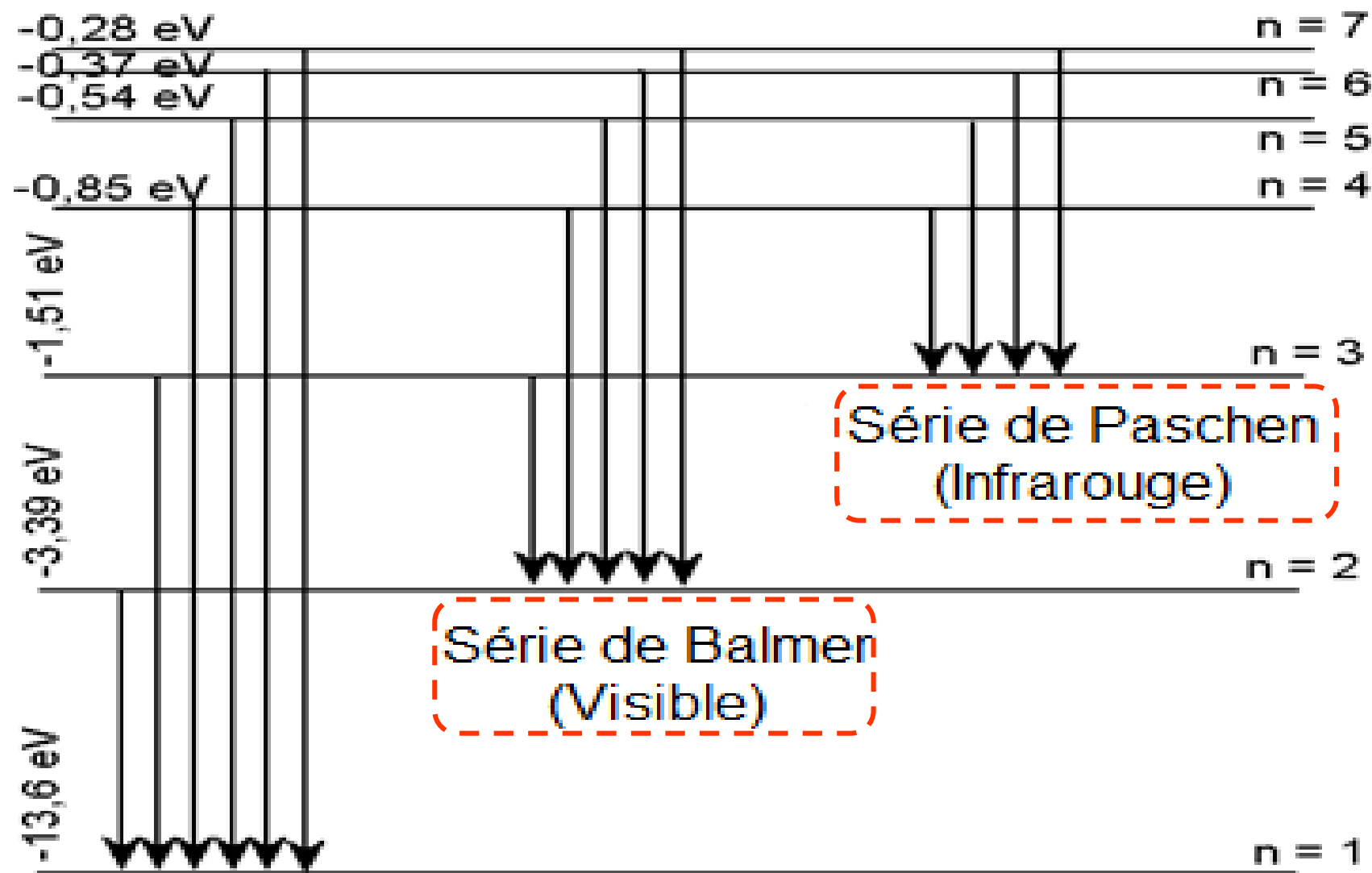
En posant R_H (cte de Rydberg)
 $= 1,09677 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ alors :

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right)$$

En posant R_H (cte de Rydberg) = $1,09677 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ alors

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right)$$

Cette relation permet de calculer les différentes longueurs d'ondes correspondantes aux transitions électroniques de l'hydrogène entre deux niveaux d'énergie. En général, on trouve plusieurs séries de spectre selon le niveau où se trouve l'électron :



Série de Lyman
(Ultraviolette)

Série de Balmer
(Visible)

Série de Paschen
(Infrarouge)

(échelle non respectée)

Spectre de l'atome d'hydrogène - transitions électroniques