Molécules

La plupart des molécules sont des systèmes à plusieurs éléctrons (Sauf H_2^+)

On va s'interesser à l'orinige des molécules.

 $Ex: H_2$

- méthode des liaisons de valance
- méthode de LCAO-MO

On va commencer par regarder quelques ordres de grandeurs. Premièrement quand vous prenez une molécule de H_2 vous avec deux protons et deux éléctrons, les éléctrons sont $\sim 10^3$ fois plus léger que les éléctrons $(M \gg m)$.

Énérigie caracthéristique éléctronique

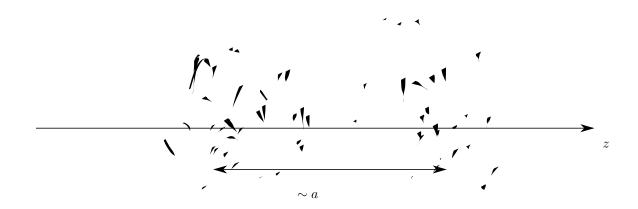


FIGURE 1 – Molécule avec des éléctrons confinées

$$\Delta z \sim a$$
 $\Delta p_z \Delta z \sim \hbar$ $\Delta p_z \sim \frac{\hbar}{a}$
$$E_w \sim \Delta E \sim \frac{3}{2} \frac{\Delta p_z^2}{2m} \sim \frac{\hbar^2}{ma^2}$$
 $A \sim 1 \text{Å} - 10 \text{Å}$ $E_e \sim 1 \text{eV}$

Énérgie vibrationelle

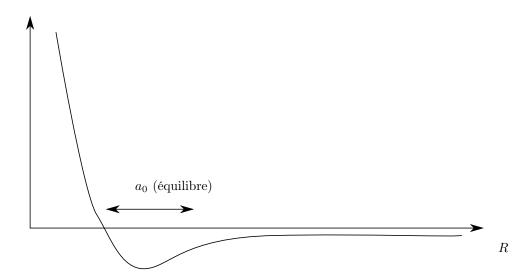


Figure 2 – Énérgie vibrationelle

On utilise $E_e \sim k_0 a^2 \sim \frac{\hbar^2}{ma^2}$

$$k_0 = \frac{E_e}{a^2} = \frac{\hbar^2}{2ma^2}$$

La j'ai pas vraiment le temps de retranscrire mais on arrive au fait que l'ordre de grandeur de la vitesse des noyeaux est très petit ($v_n \sim 10^{-4}v_e$). Les éléctrons voient des noyeaux statiques!

Énérgie rotationelle

La molécule à un moment d'inertie qui s'écrit

$$_im_ir_i^2$$

On peut voir l'énérgie de rotation comme celle d'un rotateur rigide.

$$E_{\rm rot} \sim \frac{\mathbf{L}}{2I} \sim \frac{\hbar^2}{Ma^2} \sim \underbrace{\frac{\hbar^2}{ma^2}}_{E_e} \frac{m}{M} \sim 10^{-4} E_e$$
 (ordre de l'infrarouge)

Hamiltonien su système

$$H = \underbrace{\sum_{i} \frac{p_{i}^{2}}{2m}}_{T_{e}} + \underbrace{\sum_{j} \frac{p_{j}^{2}}{2M_{j}}}_{T_{r_{s}}} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq i'} \frac{e^{2}}{|\mathbf{r}_{i} - \mathbf{r}_{i}'|} 0 \sum_{ij} \frac{z_{j}e^{2}}{|\mathbf{r}_{i} - \mathbf{R}_{j}|} + \frac{1}{2} \sum_{jj'} \frac{z_{j}z_{j'}e^{2}}{|\mathbf{R}_{j}\mathbf{R}_{j'}|}$$

Approximation de Bhor-Oppenheimer ou diabatique : On traite T_n comme une perturbation

Parenthèse notation

$$R = \mathbf{R}_1 \cdots$$

$$r = \mathbf{r}_1 \cdots$$

$$\Psi(r,R) = \sum_{n} \Phi_n(R) \psi_n(r,R)$$

$$H_{e^-}\psi_m(r,R) \sim \epsilon_n(R)\psi_n(r,R)$$

L'énérige ne dépend que de la position (fixe) des noyeaux. $\epsilon_n(R_0)$ minimale pour le R_0 d'équilibre

Molécule de H_2

Méthode de H???-London :



 $|{\bf R}_1 - {\bf R}_2| \equiv R \to \infty$: Deux atomes de H isolés

FIGURE 3 – Méthode de H-L

Quand les deux atomes se rapproche, il y a un recouvrement des paquets d'ondes. Il faut doncutiliser la théorie des particules identiques! Il faut donc Antisymétrisé la fonction d'onde décrivant les éléctrons!

Fonction d'essai

$$\begin{split} \psi &\sim \varphi_{1S}(\mathbf{r}_{1}-\mathbf{R}_{1})\varphi(\mathbf{r}_{2}-\mathbf{R}_{2})\left|\epsilon_{1},\epsilon_{2}\right\rangle \\ \psi_{+}^{s}(\mathbf{r},R) &= \frac{\left[\varphi_{1S}(\mathbf{r}_{1}-\mathbf{R}_{1})\varphi_{1S}(\mathbf{r}_{2}-\mathbf{R}_{2}+\varphi_{1S}(\mathbf{r}_{1}-R_{2})\varphi_{1S}(\mathbf{r}_{2}-\mathbf{R}_{1})\right]\left[\left|\uparrow\downarrow\right\rangle - \left|\downarrow\uparrow\rangle\right|\right]}{\sqrt{2}} \\ \psi_{-}^{t}(\mathbf{r},R) &= \frac{\left[\varphi_{1S}(\mathbf{r}_{1}-\mathbf{R}_{1})\varphi_{1S}(\mathbf{r}_{2}-\mathbf{R}_{2})-\varphi_{1S}(\mathbf{r}_{1}-\mathbf{R}_{2})\varphi_{1S}(\mathbf{r}_{2}-\mathbf{R}_{2}\right]}{\sqrt{2}-2S^{2}}\left|\uparrow\uparrow\rangle\right\rangle \quad (\pi=1) \\ \psi_{1}(\mathbf{r},R) &= \left|\downarrow\downarrow\right\rangle(\pi=-1) \\ \psi_{+}^{t} &= \left|\left|\uparrow\downarrow\right\rangle + \left|\downarrow\uparrow\right\rangle}{\sqrt{2}}(\pi=0) \\ S &= \int \mathrm{d}^{3}r\varphi_{1S}(\mathbf{r}-\mathbf{R}_{1})\varphi_{1S}(\mathbf{r}\mathbf{R}_{2}) = \mathrm{int\acute{e}grale} \ \mathrm{de} \ \mathrm{recouvrement} \\ \left\langle\psi_{\pm}\right|H_{e}(R)\left|\psi_{\pm}\right\rangle &= \epsilon_{\pm}(R) \\ &= 2E_{1S} + \frac{J(R)}{1\pm S^{2}} \pm \frac{K(R)}{1\pm S^{2}} \\ 2E_{1S} &= \sum_{i=1,2}\int \varphi_{1S}(\mathbf{r}_{1}-\mathbf{R}_{1})\left(\frac{p_{i}^{2}}{2m} - \frac{2e^{2}}{\left|\mathbf{r}_{1}-\mathbf{R}_{2}\right|}\right)\varphi_{1S}(\mathbf{r}_{1}-\mathbf{R}_{1})\mathrm{d}^{3}r_{i} \times \int \mathrm{d}^{3}r_{i}\varphi_{1S}^{2}(?) \\ J(r) &= \int \mathrm{d}^{3}r_{1}\mathrm{d}^{3}r_{2}\varphi_{1S}(\mathbf{r}_{1}-\mathbf{R}_{1})\varphi(\mathbf{r}_{2}-\mathbf{R}_{2})\left\{\frac{-e^{2}}{\left|1-2\right|} - \frac{e^{2}}{\left|2-1\right|} - \frac{e^{2}}{\left|1-2\right|} + \frac{e}{2\left|1-2\right|} \right\} \\ K(R) &= \int \mathrm{d}^{3}r_{1}\mathrm{d}^{3}r_{2}\varphi(\mathbf{r}_{1}-\mathbf{R}_{1})\varphi(\mathbf{r}_{2}-\mathbf{R}_{2})\left[-\frac{e^{2}}{\left|2-1\right|} - \frac{e^{2}}{\left|1-2\right|} + \frac{e}{2\left|1-2\right|} \right\} \end{split}$$