

## États excités d'une liaison éthylénique. Théorie quantique et états zwitterioniques

par Georges Trinquier  
(Laboratoire de physique quantique,  
Université Paul Sabatier, 118, route de Narbonne,  
31077 Toulouse Cedex)



Le but de ces lignes n'est pas une revue exhaustive de toutes les connaissances que nous possédons sur les états zwitterioniques ni sur les tentatives, fructueuses ou infructueuses pour piéger ces espèces ou les mettre en évidence. Ce texte vise à montrer comment leur existence peut être établie théoriquement. Nous rappellerons ensuite diverses implications et montrerons une application intéressante lors de l'isomérisation *cis-trans* du rétinol.

### I. L'outil théorique simplifié dans le cas de l'éthylène

Considérons une liaison  $\pi$  résultant de la combinaison linéaire de deux orbitales atomiques  $2p_z$ , a et b, d'atomes de carbone.



L'orbitale moléculaire liante  $\pi$  a pour expression :

$$\pi = \frac{1}{\sqrt{2(1+S)}} (a + b)$$

Cette orbitale moléculaire est de nature symétrique par rapport au plan médiateur. L'orbitale moléculaire antiliante dans la même base de valence est antisymétrique. Elle a pour expression :

$$\pi^* = \frac{1}{\sqrt{2(1-S)}} (a - b)$$

En admettant la séparation  $\sigma-\pi$ , la fonction d'onde totale du système peut s'écrire comme produit d'une fonction  $\sigma$  ( $P_\sigma$ ) et d'une fonction  $\pi$  ( $P_\pi$ ) à deux électrons :

$$\Phi = \mathcal{A}(P_\sigma P_\pi)$$

Explicitons  $P$  ( $\pi$ ) pour différents états à l'aide de déterminants  $\pi$  en base minimale et lorsqu'il y a lieu (dégénérescence de spin) leur combinaison donnant des fonctions propres de l'opérateur de spin  $S^2$ . Nous avons d'abord un déterminant fondamental, correspondant à l'état  $S_0$ .

$$P_0 = S_0$$

$$S_0 = |\pi\bar{\pi}|$$

Cet état est singulet et de nature symétrique par rapport au centre de la liaison.

Nous pouvons ensuite écrire les déterminants monoexcités, triplet et singulet, de nature antisymétrique :

$$T_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\pi\bar{\pi}^*| - |\pi^*\bar{\pi}|) \quad (\text{triplet})$$

$$S_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\pi\bar{\pi}^*| + |\pi^*\bar{\pi}|) \quad (\text{singulet})$$

Enfin le déterminant diexcité, singulet et symétrique, s'écrira :

$$S_2 = |\pi^*\bar{\pi}^*|$$

Signalons ici que notre notation  $S_0, T_1, S_1$  et  $S_2$  correspond à la notation traditionnelle de Mulliken  $^1N, ^3T, ^1V$  et  $^1Z$ .

Explicitons maintenant ces produits d'orbitales moléculaires en termes de produits d'orbitales atomiques, pour nous rapprocher du langage de la mésomérie (Valence Bond Theory).

$$S_0 = |\pi\bar{\pi}| = \frac{1}{2(1+S)} (|a\bar{a}| + |a\bar{b}| + |b\bar{a}| + |b\bar{b}|)$$

Remarquons que  $|a\bar{a}|$  ou  $|b\bar{b}|$  est une description ionique  $\ominus\oplus$  tandis que  $|a\bar{b}|$  ou  $|b\bar{a}|$  est une description diradicalaire ou neutre  $\bar{a}-\bar{b}$ . Dans  $S_0$ , on a donc un mélange à poids égaux de formes ioniques et neutres. Dans l'état  $T_1$ , par contre, nous n'avons que des formes neutres :

$$T_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\pi\bar{\pi}^*| - |\pi^*\bar{\pi}|)$$

$$T_1 = \frac{1}{\sqrt{2(1-S^2)}} (|a\bar{b}| - |b\bar{a}|)$$

On dira que cet état est purement diradicalaire. L'état  $S_1$ , lui, sera purement ionique :

$$S_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\pi\bar{\pi}^*| + |\pi^*\bar{\pi}|)$$

$$S_1 = \frac{1}{\sqrt{2(1-S^2)}} (|a\bar{a}| - |b\bar{b}|)$$

Il faut comprendre cependant que dans un état purement ionique, la charge électronique  $\pi$  moyenne sur chaque atome reste égale à  $1 \bar{e}$ , la moyenne se faisant sur l'ensemble des systèmes ou sur le temps (hypothèse ergodique) ; mais à tout instant, chaque système porte des charges électroniques  $0\bar{e}$  et  $2\bar{e}$  (ou  $2\bar{e}$  et  $0\bar{e}$ ) (système à fluctuation importante du nombre de particules par atome). Ecrivons enfin l'état  $S_2$  :

$$S_2 = |\pi^*\bar{\pi}^*| = \frac{1}{2(1-S)} (|a\bar{a}| - |a\bar{b}| - |b\bar{a}| + |b\bar{b}|)$$

Comme  $S_0, S_2$  est un mélange de formes neutres (50 %) et ioniques (50 %).

Les différentes expressions de ces états sont résumées dans le tableau I, aux constantes de normalisation près, par souci de clarté.

On se contente le plus souvent de ces représentations monodétermi-

nantes. Mais on peut aller plus loin et introduire la corrélation électronique en remarquant que  $S_0$  et  $S_2$ , de même symétrie, peuvent interagir ; ce qui signifie que  $S_0$  peut être perturbé par  $S_2$  et réciproquement. Un calcul de perturbation au premier ordre donnera des approximations des fonctions d'onde  $\pi$  corrélées :

$$\Psi_{S_0} = S_0 - \lambda S_2 \quad (I)$$

$$\Psi_{S_2} = S_2 + \lambda S_0 \quad (II)$$

$$\text{avec } \lambda = \frac{K_{\pi\pi^*}}{\Delta E}$$

$$K_{\pi\pi^*} = \langle N|\hat{H}|Z\rangle = \langle \pi\bar{\pi} | \frac{1}{r_{12}} | \pi^*\bar{\pi}^* \rangle \quad \text{intégrale d'échange } \pi\pi^*$$

$$\Delta E = \langle \pi^*\bar{\pi}^* | \hat{H} | \pi\bar{\pi} \rangle - \langle \pi\bar{\pi} | \hat{H} | \pi\bar{\pi} \rangle$$

En développant les expressions I et II, on constate que l'on a maintenant dans  $\Psi_{S_0}$  une proportion plus importante de formes ioniques

que de formes neutres :

$$\Psi_{S_0} = (n_1 - \lambda n_2) (|a\bar{a}| + |b\bar{b}|) + (n_1 + \lambda n_2) (|a\bar{b}| + |b\bar{a}|)$$

$n_1$  et  $n_2$  représentant les constantes de normalisation.

Dans  $\Psi_{S_2}$  c'est l'inverse :

$$\Psi_{S_2} = (n_2 + \lambda n_1) (|a\bar{a}| + |b\bar{b}|) - (n_2 - \lambda n_1) (|a\bar{b}| + |b\bar{a}|)$$

Le caractère ionique a donc diminué dans  $S_0$  et augmenté dans  $S_2$ . On peut montrer que lorsque la liaison est allongée,  $\Delta E$  tend vers zéro,  $K_{\pi\pi^*}$  tend vers une constante, la perturbation diverge mais la

fonction propre résultant de la diagonalisation est donnée par les équations I et II dans lesquelles  $\lambda = 1$ .





L'état  $S_0$  devient alors purement neutre et l'état  $S_2$  purement ionique.

Il faut maintenant faire une remarque à propos de la nature, de valence ou Rydberg, de l'état excité vertical  $S_1$ . Ce qui précède correspond à une description en base minimale. Les premiers calculs ainsi effectués conduisirent à des positions d'emblée correctes de l'état triplet ( $^1,3$ ) tandis que la transition UV singulet-singulet ( $S_0 \rightarrow S_1$ ) était beaucoup trop haute ( $^4$ ) : 12 eV au lieu de 7,6 à 8 eV donnés par l'expérience. Mais avec des orbitales atomiques diffuses de type  $3p_z$  ( $a'$  et  $b'$ ) les calculs avec peu (ou pas) d'interaction de configuration amenèrent à considérer que le premier état excité singulet n'était pas l'état excité de valence  $\pi \rightarrow \pi^*$  précédemment considéré mais un état excité de même symétrie  $\pi \rightarrow R^*$  dans lequel l'orbitale moléculaire  $R^*$  est une orbitale moléculaire diffuse de type Rydberg ( $^1,3$ )

$$R^* = \frac{1}{\sqrt{2(1+S')}} (a' - b')$$

On abaisse ainsi à 9 eV l'énergie de transition verticale.

Tableau I. Les états excités de valence de l'éthylène. (Les constantes de normalisation ont été volontairement omises).

Etat	Configuration	Description en termes d'orbitales moléculaires	Symétrie	Description en termes d'orbitales atomiques	Nature
$S_2$		$ \pi^*\bar{\pi}^* $	S	$ a\bar{a}  -  a\bar{b}  -  b\bar{a}  +  b\bar{b} $	neutre/ionique
$S_1$		$ \pi\bar{\pi}^*  +  \pi^*\bar{\pi} $	A	$ a\bar{a}  -  b\bar{b} $	ionique
$T_1$		$ \pi\bar{\pi}^*  -  \pi^*\bar{\pi} $	A	$ a\bar{b}  -  b\bar{a} $	neutre
$S_0$		$ \pi\bar{\pi} $	S	$ a\bar{a}  +  a\bar{b}  +  b\bar{a}  +  b\bar{b} $	neutre/ionique

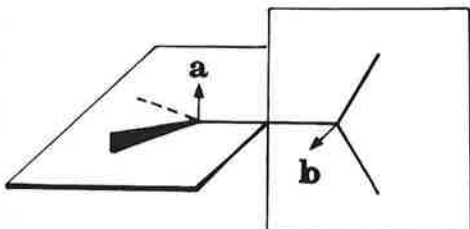
En fait, l'état de valence  $S_1$  est très énergétique à cause de son caractère ionique : il faut mettre deux électrons sur le même atome et l'on comprend que les états  $\pi \rightarrow R^*$  de Rydberg soient moins énergétiques car ils diminuent la répulsion entre les deux électrons en envoyant l'un d'eux loin du plan de la molécule dans une orbitale moléculaire plus diffuse.

Néanmoins, les calculs ultérieurs <sup>(5,6)</sup> ont conduit à renforcer le caractère de valence en tenant de mieux en mieux compte de la corrélation électronique. Les électrons  $\sigma$  peuvent aussi, par l'intermédiaire de la corrélation  $\sigma - \pi$ , adapter instantanément une distribution adéquate dans le champ des électrons  $\pi$ . On peut ainsi gagner environ 1 eV en énergie <sup>(5,6)</sup>.

Il est possible enfin de corrélérer la distribution des deux électrons en dessus et en dessous du plan (corrélacion verticale)

## II. Torsion de la double liaison : états zwitterioniques

Il fut suggéré très tôt que les états excités  $T_1$ ,  $S_1$  et  $S_2$  présentent un minimum pour une torsion à  $90^\circ$ .



La figure 1, adaptée d'un vieux schéma de Mulliken <sup>(4)</sup> avec des valeurs numériques récentes <sup>(7)</sup>, montre la position de ces états lors de la torsion.

Dans l'approximation à un seul déterminant (courbe en pointillés), les états  $S_0$  et  $S_2$  s'inversent, bien sûr, par torsion de  $180^\circ$ , tandis que les courbes en trait plein  $S_0$  et  $S_2$  résultent du croisement évité par l'interaction de ces deux configurations.

A  $90^\circ$ , les deux déterminants  $\Phi_{S_1}$  et  $\Phi_{S_2}$  sont dégénérés puisque les orbitales moléculaires  $\pi$  et  $\pi^*$  le sont aussi, les orbitales atomiques

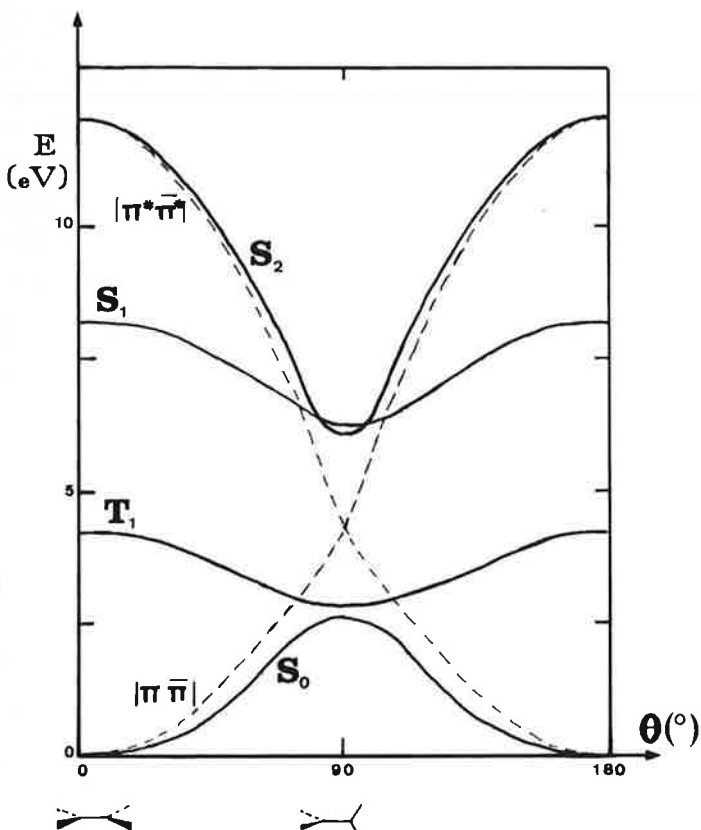
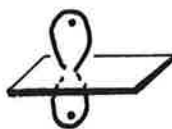


Figure 1. Torsion de l'éthylène (en pointillés, approximation à un déterminant ; en trait plein, calcul par interaction de configuration).



par l'intermédiaire d'une interaction de configuration avec des orbitales d spatialement concentrées <sup>(8)</sup>.

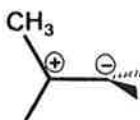
Au total, les calculs les plus récents de Buenker et Peyerimhoff <sup>(7)</sup> montrent que l'état excité dans la géométrie de l'état fondamental (énergie de transition verticale évaluée à 8,2 eV) est essentiellement un état excité de valence, bien que les orbitales atomiques Rydberg jouent un certain rôle, cet état excité étant plus diffus que le fondamental. Nous continuerons donc, dans ce qui suit, à représenter l'état excité comme de valence.

a et b étant de symétries différentes. Les fonctions propres résultantes deviennent alors :

$$\begin{aligned} \Psi_{S_0}^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\pi\bar{\pi}| - |\pi^*\bar{\pi}^*|) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|a\bar{b}| + |b\bar{a}|) \\ \Psi_{S_2}^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\pi\bar{\pi}| + |\pi^*\bar{\pi}^*|) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|a\bar{a}| + |b\bar{b}|) \end{aligned}$$

La position des bandes O-O est expérimentalement de 4,9 eV <sup>(9,10)</sup> ou 6,0 eV d'après les travaux plus récents de Mc Diarmid <sup>(11)</sup> (cf. aussi <sup>(12, 13)</sup>). Les calculs de Buenker et Peyerimhoff <sup>(7)</sup> donnent 6,2 eV en bon accord avec l'expérience et montrent que ces états sont beaucoup plus nettement de valence que dans la forme plane. Mais la perte de symétrie ou une simple pyramidalisation de l'un des deux carbones peut encore changer la nature de ces états.

Récemment, en étudiant les états excités du propène, Salem et al. <sup>(14)</sup> ont pu constater qu'un seul substituant méthyle induisait dans l'état excité singulet un déplacement considérable de la charge moyenne. Alors que dans l'état ionique  $S_1$  on avait toujours *en moyenne* un électron sur chaque atome (cf. paragraphe 1), ils obtenaient dans leur cas une situation quasi ionique avec  $\pm 0,84$  e de charge nette :



Sous l'influence de la perturbation due à la perte de symétrie,  $S_1$  et  $S_2$  se sont mélangés ; leur différence d'énergie s'exprime alors par :

$$\begin{aligned} \Delta E_{S_1 - S_2} &= \langle S_1 | \hat{H} | S_1 \rangle - \langle S_2 | \hat{H} | S_2 \rangle \\ &= \langle a\bar{a} - b\bar{b} | \hat{H} | a\bar{a} - b\bar{b} \rangle - \langle a\bar{a} + b\bar{b} | \hat{H} | a\bar{a} + b\bar{b} \rangle \end{aligned}$$

On démontre que  $\Delta E_{S_1 - S_2} = 2 K_{ab}$ .

$K_{ab}$ , intégrale d'échange entre deux orbitales atomiques qui sont maintenant perpendiculaires, est très faible. Ainsi à  $90^\circ$  la différence entre les états  $S_1$  et  $S_2$  est donc très faible. Si l'on fait interagir  $S_1$  et  $S_2$  sous l'influence d'une perturbation non symétrique P, nous avons :

$$\hat{H} = H_{sym} + P$$

L'élément d'interaction :

$$\begin{aligned} \langle S_1 | \hat{H} | S_2 \rangle &= \frac{1}{2} \langle a\bar{a} - b\bar{b} | \hat{H} | a\bar{a} + b\bar{b} \rangle \\ &= \frac{1}{2} \langle a\bar{a} | P | a\bar{a} \rangle - \langle b\bar{b} | P | b\bar{b} \rangle \neq 0 \end{aligned}$$

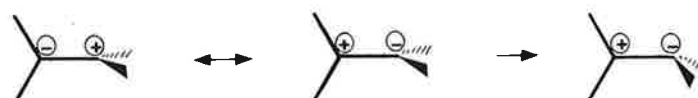
peut devenir grand par rapport à  $K_{ab}$ . On va tendre vers une situation ionique dans laquelle les pourcentages des formes ioniques ne s'annuleront plus en moyenne. A la limite, si la perturbation est grande devant la différence d'énergie on aura l'une *OU* l'autre des deux formes

$$\Psi_{+-} = \frac{1}{\sqrt{2}}(S_1 - S_2) = |b\bar{b}|$$

$$\Psi_{-+} = \frac{1}{\sqrt{2}}(S_1 + S_2) = |a\bar{a}|$$

Ces états excités auront donc une forme zwitterionique dans laquelle les électrons seront à droite (ou à gauche) d'où l'appellation d'états excités zwitterioniques.

Le même phénomène se produit si pour introduire une dissymétrie, on pyramidalise l'un des deux carbones de l'éthylène. Les calculs de Salem <sup>(14)</sup> donnent 0,87 e de charge nette et une stabilisation de 8 kcal/mole.



Bien entendu, cette organisation géométrique du  $C^{\ominus}$  peut aussi stabiliser en plus une forme déjà non symétrique (comme dans le cas du propène). On peut noter qu'elle est en accord avec la théorie V.S.E.P.R. de Gillespie et avec les connaissances théoriques sur  $CH_3^{\ominus}$  <sup>(15,16)</sup>. Ces déformations spécifiques favorisent donc une forme zwitterionique. Ainsi dans le cas du butadiène, une torsion autour de la première double liaison induit deux minima correspondant aux formes  $C_1^{\ominus}-C_2^{\oplus}$  et  $C_1^{\oplus}-C_2^{\ominus}$ , les  $C^{\ominus}$  étant pyramidalisés <sup>(17)</sup>.

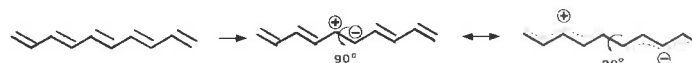
Nous allons maintenant essayer de voir quel profit on peut tirer de cette nature zwitterionique.

Un premier paradoxe vient d'abord à l'esprit. En général un état excité nécessite pour le décrire un modèle à couches ouvertes et une

description multiconfigurationnelle. Nous avons vu qu'il en est de même pour l'état fondamental tordu à  $90^{\circ}$  (fonction d'onde à 2 déterminants). En revanche, un état excité singulet zwitterionique peut être décrit au moyen d'un modèle à couches fermées, c'est-à-dire aussi simplement que l'état fondamental non tordu. Cet avantage est considérable car on pourra calculer des états excités avec des méthodes beaucoup moins onéreuses, (i.e. dont les temps de calcul sont beaucoup plus courts). La représentabilité de ces états excités singulets à l'aide de descriptions à couches complètes (ordre zéro) a été discutée et illustrée sur le cas du butadiène par Malrieu et al. <sup>(18)</sup>, aussi bien dans un schéma SCF + IC que dans l'algorithme PCILO. On a pu ainsi par exemple, calculer à peu de frais <sup>(19,20)</sup> l'état excité singulet éthylénique de molécules comme:



On s'est intéressé très tôt aux états zwitterioniques des polyènes conjugués. Salem et al. pensèrent d'abord <sup>(21)</sup> que la séparation des charges était ici, à cause de la délocalisation, d'autant plus importante que n (nombre d'atomes de la chaîne) était élevé.



Ainsi pourraient apparaître des moments dipolaires considérables et, si le polyène est le rétinol, on pense aussitôt à un signal électrique pouvant intervenir dans le phénomène de la vision. Des calculs ultérieurs effectués par Malrieu et al. <sup>(18)</sup> ont montré cependant que l'attraction électrostatique ramène les charges au voisinage l'une de l'autre et que la polarisation  $\sigma$  contribue elle aussi à réduire le moment dipolaire soudainement apparu. En revanche, a été confirmée l'existence d'une importante migration de la charge positive sur une base de Schiff protonée. C'est ce que nous allons maintenant illustrer de façon schématisée.

### III. Un exemple d'application : naissance d'un signal électrique lors de la photoisomérisation *cis-trans* du rétinol

Chacun sait que dans les pigments visuels, le rétinol, qui est le principal chromophore, se trouve associé, sous la forme d'une base de

Schiff protonée avec une protéine de poids moléculaire 40 000 à 60 000 (opsine pour les bâtonnets, photopsine pour les cônes) <sup>(22)</sup>.

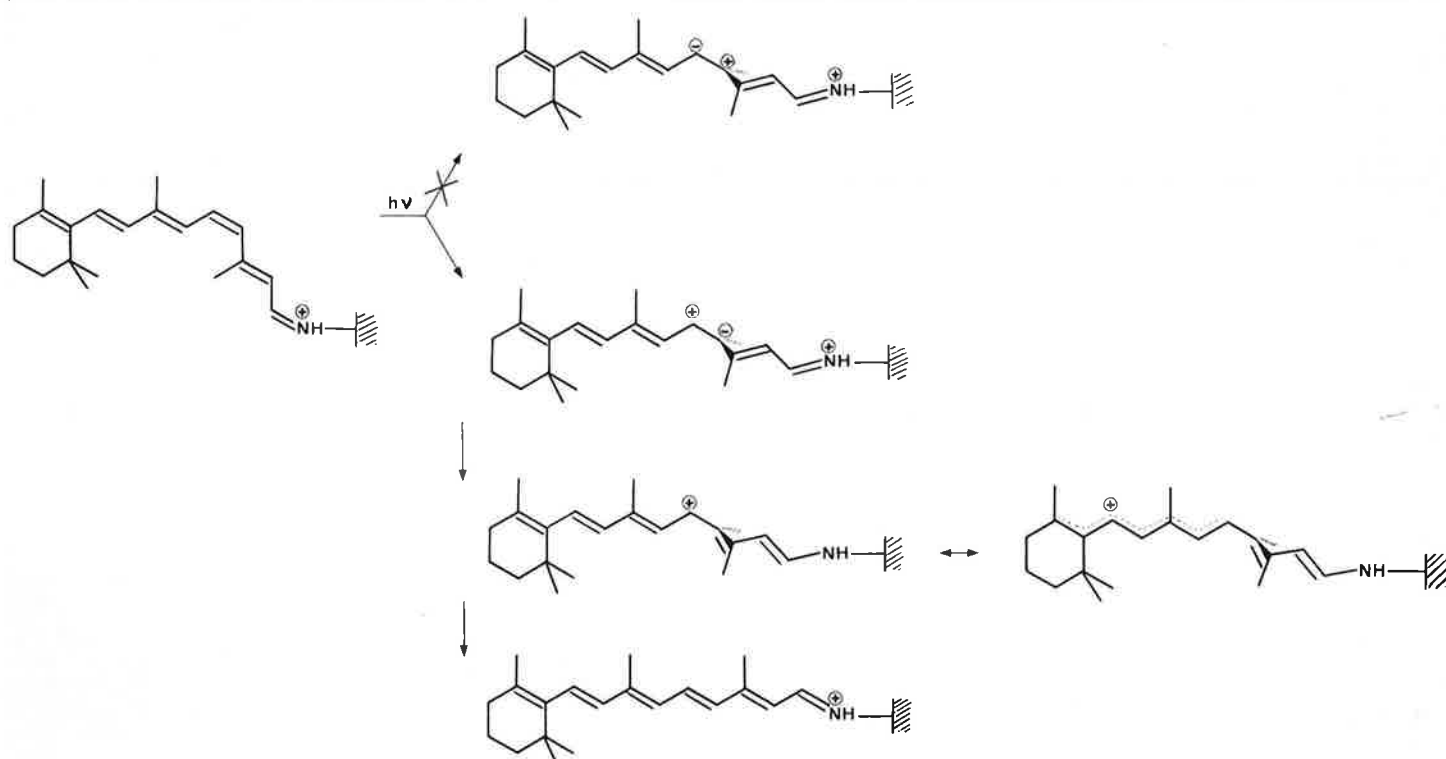
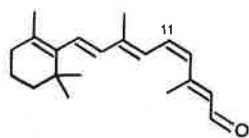
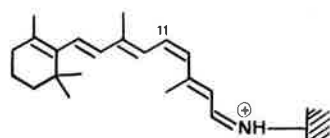


Figure 2. Photoisomérisation *cis-trans* du rétinol sous sa forme de base de Schiff protonée.



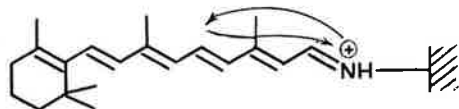
Rétinal



Pigment visuel

Que se passe-t-il lors de la photoisomérisation *cis-trans* singulet de la liaison éthylénique 11-12 ? Tordons à 90° cette liaison : parmi les deux formes zwitterioniques mésomères possibles, l'une est grandement stabilisée car la proximité de la charge positive sur l'azote terminal va annuler la charge négative nouvellement apparue (figure 2) : la charge positive migre alors sur le carbone 11.

Lorsqu'on aura abouti à la configuration finale tout trans, on aura eu au total un déplacement «aller et retour» de la charge positive



depuis l'azote du groupe ammonium jusqu'au carbone 11 (au moins).

Ce véritable signal électrique pourrait être l'événement primaire crucial de tout le phénomène de la vision.

Cet exemple témoigne de l'utilité (voire de la nécessité) de faire appel à des représentations quantiques pour comprendre la nature des états électroniquement excités et leurs propriétés. Pour ce qui est de l'état fondamental, les chimistes possèdent déjà des représentations intuitives à base de modèles électrostatiques, stériques, d'effet inductif, etc... qui sont suffisamment opérants pour rendre souvent inutile l'appel à la chimie quantique. Il n'en va pas de même en ce qui concerne les états excités et donc dans cette discipline en plein développement qu'est la photochimie.

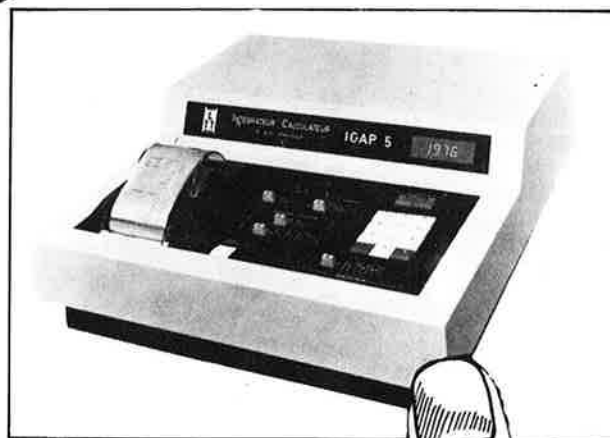
#### Remerciements :

L'auteur remercie J.P. Malrieu qui a aidé à la réalisation de ce travail.

#### Bibliographie

- (1) Dunning T.H., Hunt W.J. et Goddard W.A., *Chem. Phys. Letters*, 1969, 4, 147.
- (2) Basch H. et Mc Koy V., *J. Chem. Phys.*, 1970, 53, 1628.
- (3) Buenker R.J., Peyerimhoff S.D. et Kammer W.E., *J. Chem. Phys.*, 1971, 55, 814.
- (4) Merer A.J. et Mulliken R.S., *Chem. Rev.*, 1969, 69, 699.
- (5) Ryan J.A. et Whitten J.L., *Chem. Phys. Letters*, 1972, 15, 119.
- (6) Levy B. et Ridard J., *Chem. Phys. Letters*, 1972, 15, 49.
- (7) Buenker R.J. et Peyerimhoff S.D., *Chem. Phys.*, 1976, 9, 75.
- (8) Whitten J.L., Communication privée (1976).
- (9) Reid G., *J. Chem. Phys.*, 1950, 18, 1299.
- (10) Evans D.F., *J. Chem. Soc.*, 1960, 1735.
- (11) McDiarmid R., *J. Chem. Phys.*, 1971, 55, 4669.
- (12) Herzberg G., «Electronic spectra and electronic structure of polyatomic molecules», Van Norstrand, Princeton (1966).
- (13) Wilkinson P.G. et Mulliken R.S., *J. Chem. Phys.*, 1955, 23, 1895.
- (14) Bonnacic-Koutecky V., Bruckmann P., Hiberty P., Koutecky J., Leforestier C. et Salem L., *Angew Chemie Int. Ed.*, 1975, 14, 575.
- (15) Millie P. et Berthier G., *Int. J. Quantum Chem.*, 1968, 25, 67.
- (16) Owens P.H. et Streitwieser A., *Tetrahedron*, 1971, 27, 4471.
- (17) Bruckmann P. et Salem L., *J. Amer. Chem. Soc.*, 1976, 98, 5037.
- (18) Bruni M.C., Daudey J.P., Langlet J., Malrieu J.P. et Momicchioli F., *J. Amer. Chem. Soc.*, 1977, 99, 3587.
- (19) Trinquier G., Paillous N., Lattes A. et Malrieu J.P., *Nouv. J. Chim.*, 1977, 1, 5, 403.
- (20) Trinquier G., *Thèse de 3<sup>e</sup> cycle*.
- (21) Salem L. et Bruckmann P., *Nature (London)*, 1975, 258, 526.
- (22) Cf. par exemple M. Mousseron-Canet et J.C. Mani, «Photochimie et réactions moléculaires», Dunod, Paris (1969), p. 195.

# INTEGRATEUR CALCULATEUR A MICRO-PROCESSEUR ICAP 5



Destiné aux traitements de données en chromatographie et aux calculs de concentration, l'intégrateur-calculateur ICAP 5 permet la résolution de tous les problèmes d'intégration.

Programmé en usine pour un très grand nombre de chromatogrammes, l'opérateur peut toujours résoudre des problèmes spécifiques en modifiant les paramètres d'intégration même en cours d'analyse.

La mémorisation du résultat de l'intégration des pics évite l'introduction manuelle des valeurs pour les calculs.

Des coefficients de réponse peuvent également être obtenus automatiquement à partir d'une analyse d'étalonnage.



## LIGNES TÉLÉGRAPHIQUES ET TÉLÉPHONIQUES

89, rue de la Faisanderie  
75782 PARIS CEDEX 16

Tél. 504.45.50