

## LE PECD COMME OUTIL DE CARACTÉRISATION DU RAYONNEMENT

### 4.1 Le PECD en polarisation elliptique

Jusqu'à présent, nous avons décrit le PECD en supposant que le rayonnement harmonique était quasi-circulaire. Ce n'est pas exact pour trois raisons :

- L'ellipticité de chaque harmonique  $\epsilon_q$  n'est pas égale à 1, comme le montrent les mesures optiques de la figure 1.16, qui donnent une borne supérieure  $\epsilon_q^{max} < 1$ . En terme de paramètres de Stokes, cela signifie  $s_3 < 1$ .
- L'ellipse de polarisation du rayonnement produit par la GHOE résonante n'est pas verticale : comme le montre la figure 1.3, l'ellipse est tournée d'un angle  $\eta$  qui augmente avec l'ellipticité du fondamental  $\epsilon_0$ . On a donc à la fois  $s_1$  et  $s_2 \neq 0$ .
- Le rayonnement n'est pas complètement polarisé : on a un degré de polarisation  $P < 1$ . La valeur de  $s_3$  est alors diminuée :  $s_3 \rightarrow Ps_3$ .

Nous devons calculer la distribution angulaire de photoélectron produite par ce rayonnement imparfait. Pour ce faire, il faut calculer la section différentielle de photoionisation dans le référentiel du laboratoire. Nous reprenons les notations de la partie 2.3, où les coordonnées sphériques  $(r, \theta, \phi)$  sont définies sur la figure 2.3. Le calcul complet de la section différentielle de photoionisation dans ce cas est réalisé dans l'annexe de [Ferré, 2014]. Elle est ensuite exprimée en fonction des paramètres de Stokes du rayonnement. L'expression finale est :

$$\frac{d\sigma^p}{d\Omega_k}(r, \theta, \phi) \propto b_0^p(r) + s_3 b_1^p(r) P_1(\cos \theta) + b_2^p(r) P_2(\cos \theta) \quad (4.1)$$

$$+ b_2'^p(r) [s_1 \cos(2\phi) + s_2 \sin(2\phi)] P_2^2(\cos \theta), \quad (4.2)$$

où  $p = \pm 1$  correspond à une polarisation elliptique gauche ou droite. On voit que  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  interviennent dans cette nouvelle expression. Dans la pratique, la mesure est uniquement résolue en  $(r, \theta)$ . Avec notre convention d'angle, l'élément de volume infinitésimal s'écrit  $dV = r dr d\phi \sin \theta d\theta$ . Ainsi, l'image 2D obtenue correspond à :

$$I^p(r, \theta) = \int_{\phi=0}^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega_k}(r, \theta, \phi) d\phi,$$

On peut réécrire le terme de l'équation 4.2 dépendant de  $\phi$ . On a (équation 1.3) :

$$s_1 = P s_0 \cos 2\chi \cos 2\eta,$$

$$s_2 = P s_0 \cos 2\chi \sin 2\eta,$$

où on rappelle que  $\eta$  est l'angle de l'ellipse par rapport au repère cartésien, et l'ellipticité vaut  $\epsilon = \tan \chi$ . On réécrit donc :

$$\begin{aligned} [s_1 \cos(2\phi) + s_2 \sin(2\phi)] &= P s_0 \cos 2\chi [\cos(2\eta) \cos(2\phi) + \sin(2\eta) \sin(2\phi)] \\ &= P s_0 \cos 2\chi \cos(2(\phi + \eta)). \end{aligned}$$

Si on a une polarisation circulaire pure,  $\epsilon = 1 = \tan \chi$ , donc  $\cos 2\chi = 0$ . Le terme en  $b'_2$  est donc non nul seulement pour une polarisation elliptique. De plus, son intégrale selon  $\phi$  s'annule. On retrouve donc l'image 2D mesurée expérimentalement :

$$I^p(r, \theta) = \int_{\phi=0}^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega_{\vec{k}}} (r, \theta, \phi) d\phi = b_0^p(r) + s_3 b_1^p(r) P_1(\cos \theta) + b_2^p(r) P_2(\cos \theta),$$

On peut donc toujours calculer  $\text{PECD} = I^1 - I^{-1} = 2s_3 b_1 P_1(\cos \theta)$ . Toutefois, le terme dépendant de  $\phi$  dans la section différentielle de photoionisation vient briser la symétrie autour de l'axe optique. Ainsi, il est impossible d'appliquer les techniques usuelles d'inversion, comme pBasex, pour obtenir l'image à trois dimensions. Cette brisure de symétrie est illustrée dans la figure 4.1. On y trace des isosurfaces de  $d\sigma/d\Omega$ , où on a choisi un profil gaussien de  $b_0$ , centré sur une énergie qui correspondrait à celle du photoélectron. Cette discussion ne concernant pas  $b_2$ , on le choisi nul, tandis que  $b_1$  et  $b'_2$  sont pris proportionnels à  $b_0$ . Leurs coefficients de proportionnalité sont choisis volontairement bien plus importants que dans un cas réel pour accentuer leurs effets.

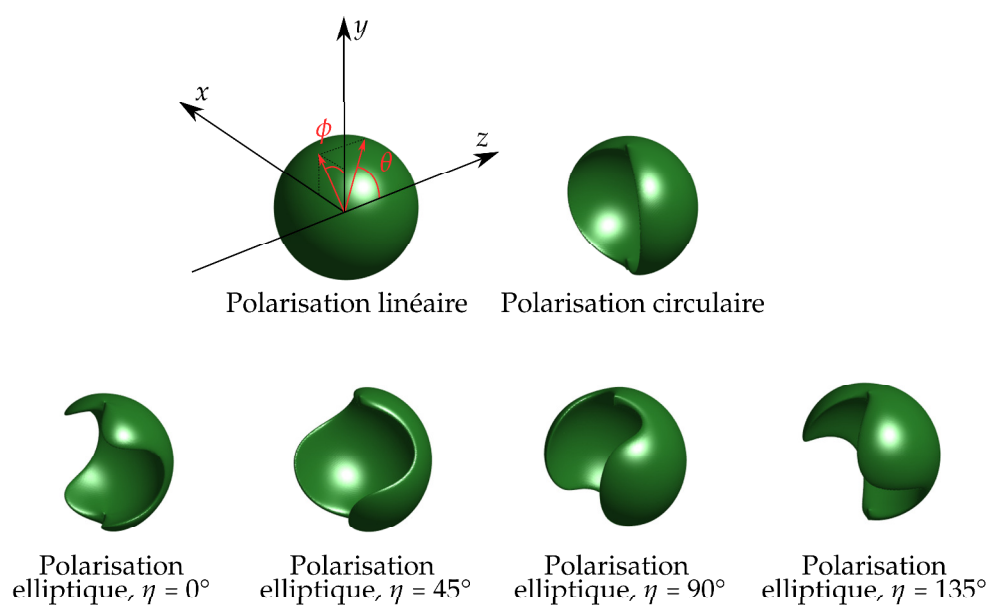


FIGURE 4.1 – Isosurfaces de la section efficace différentielle de photoionisation, pour une polarisation linéaire, circulaire et elliptique avec un angle de l'ellipse  $\eta = 0, 45, 90, 135^\circ$ .