

04.11.03

Cours 6

PROCESSUS MULTIPHOTONIQUES (suite)

Plan du cours 6

Processus multiphotoniques optiques entre états discrets

(suite du cours 5)

Processus Raman stimulés (suite)

Ionisation multiphotonique

Effets de la cohérence

Résonances intermédiaires

Effet de la polarisation

Effet du déplacement des états de Rydberg

Ionisation au dessus du seuil

Ionisation multiple

Génération d'harmoniques d'ordre très élevé

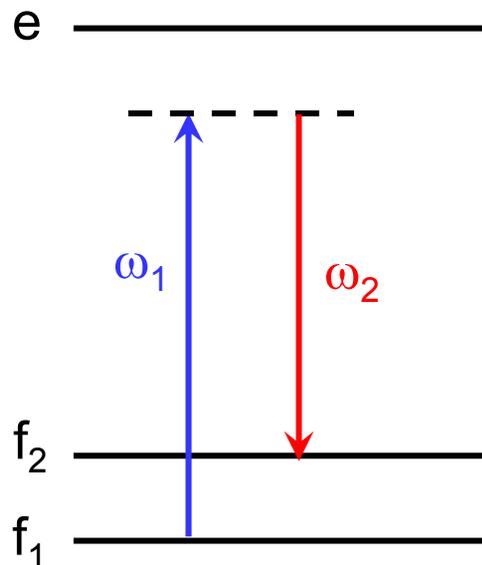
Effets de très haute intensité

Amplification d'impulsions à dérive de fréquence

Régime relativiste

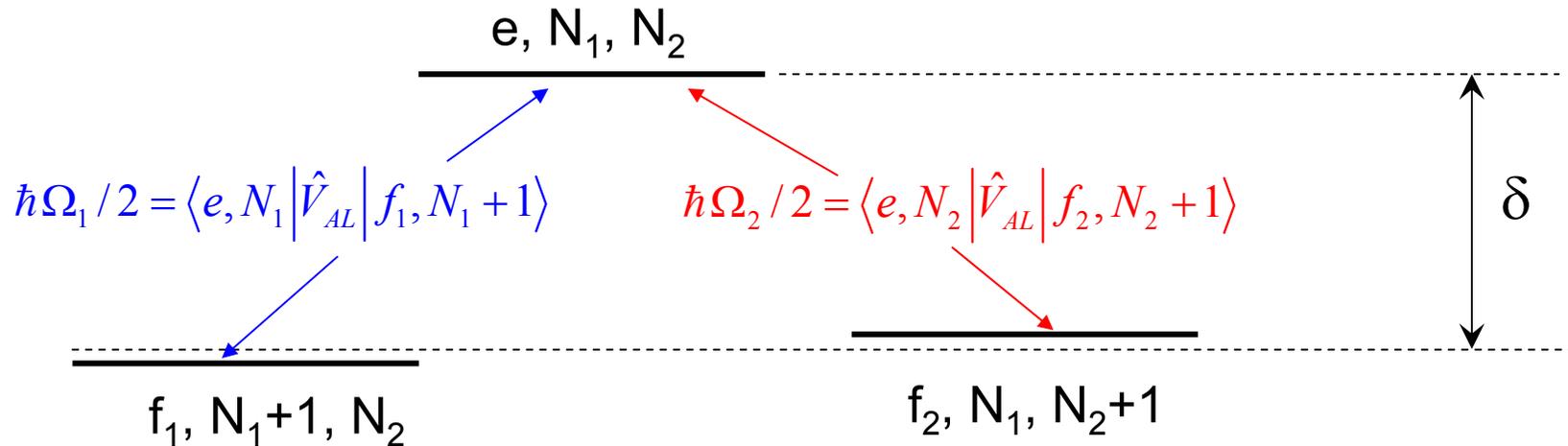
PROCESSUS RAMAN STIMULÉS

Couplage effectif entre f_1 et f_2
Quelques applications



Quelques états du système global atome+photons ω_1 et ω_2

On suppose qu'un seul état excité e est prépondérant. Le désaccord δ de E_e par rapport à l'état intermédiaire est beaucoup plus petit que les désaccords relatifs aux autres états excités (tout en étant grand devant Γ_e).



Résonance Raman quand les 2 états f_1, N_1+1, N_2 et f_2, N_1, N_2+1 sont dégénérés :

$$E_{f_2} - E_{f_1} = \hbar\omega_1 - \hbar\omega_2$$

Couplages de Rabi Ω_1 et Ω_2 sur les transitions $f \leftarrow e_1$ et $f \leftarrow e_2$.

Hamiltonien effectif dans la multiplicité $\{f_1, N_1+1, N_2 ; f_2, N_1, N_2+1\}$

D'après les résultats du cours 5,

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} E_2 + \bar{R}_{22} & \bar{R}_{21} \\ \bar{R}_{12} & E_1 + \bar{R}_{11} \end{pmatrix}$$

$E_1 (E_2)$: énergie de $f_1, N_1 + 1, N_2$ ($f_2, N_1, N_2 + 1$)

$$\bar{R}_{11} = \hbar \Omega_1^2 / 4\delta \quad \bar{R}_{22} = \hbar \Omega_2^2 / 4\delta \quad \bar{R}_{12} = \bar{R}_{21} = \hbar \Omega_1 \Omega_2 / 4\delta$$

On suppose : $E_1 + \bar{R}_{11} = E_2 + \bar{R}_{22}$

La condition de résonance Raman est satisfaite, compte tenu des déplacements lumineux R_{11} et R_{22} de f_1 et f_2 .

Le problème est ramené à celui d'un système à 2 niveaux dégénérés avec un couplage non diagonal R_{12} .

Largeur radiative des niveaux f_1 et f_2

Le couplage Ω_1 entre f_1 et l'état instable e confère au niveau f_1 une largeur γ_1 (voir cours 3, p. 3-8)

$$\gamma_1 = \frac{\Omega_1^2}{4\delta} \frac{\Gamma}{\delta} \quad \text{si } \Gamma \ll |\delta|$$

Un calcul analogue pour f_2 donne:

$$\gamma_2 = \frac{\Omega_2^2}{4\delta} \frac{\Gamma}{\delta} \quad \text{si } \Gamma \ll |\delta|$$

Si $\Gamma \ll |\delta|$ et si $|\Omega_1| \simeq |\Omega_2|$, on a donc:

$$|R_{12}| = \frac{|\Omega_1 \Omega_2|}{4|\delta|} \gg \gamma_1, \gamma_2$$

L'utilisation d'un désaccord suffisamment grand permet donc de négliger les largeurs radiatives des niveaux.

Effets du couplage R_{12}

Soient Γ_1 et Γ_2 les largeurs des niveaux f_1 et f_2 incluant les mécanismes d'amortissement autres que ceux dus aux lasers ω_1 et ω_2 qui induisent le processus Raman.

Si $|R_{12}| \gg \Gamma_1, \Gamma_2$, l'évolution du système est bien décrite par une oscillation de Rabi cohérente à la fréquence $|2R_{12}|$ entre les états $f_1, N_1 + 1, N_2$ et $f_2, N_1, N_2 + 1$.

Si le niveau f_2 a une largeur Γ_2 grande devant $|R_{12}|$ (largeur due par exemple à une excitation optique supplémentaire résonnante à partir de f_2), et si le niveau f_1 est stable ($\Gamma_1 \simeq 0$), il y a une probabilité de transition par unité de temps de $f_1, N_1 + 1, N_2$ vers $f_2, N_1, N_2 + 1$ avec un taux de l'ordre de $|R_{12}|^2 / \Gamma_2$.

Applications des processus Raman stimulés

Très grande sélectivité en vitesse

Les 2 faisceaux ω_1 et ω_2 se propagent dans des directions opposées et les atomes sont préparés initialement dans f_1 .

Les atomes qui subissent la transition Raman résonnante ont une vitesse v telle que:

$$E_{f_1} + \hbar \omega_1 + m \vec{v}_1^2 / 2 = E_{f_2} + \hbar \omega_2 + m \left[\vec{v}_1 + \hbar (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) / m \right]^2 / 2$$

$$\vec{k}_1 \simeq -\vec{k}_2 \rightarrow \vec{k}_1 - \vec{k}_2 \simeq 2\vec{k}_1$$

$$E_{f_1} + \hbar \omega_1 = E_{f_2} + \hbar \omega_2 + 4E_{\text{rec}} + 2\hbar \vec{k}_1 \cdot \vec{v}_1$$

La largeur δv de la classe de vitesses résonnantes est reliée à la largeur Γ_f de l'état fondamental:

$$2k_1 \delta v \simeq \Gamma_f$$

Si $\Gamma_f \simeq 10^3 \text{ s}^{-1}$ $2\pi / k_1 = \lambda_1 = 1 \mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m}$, on trouve :

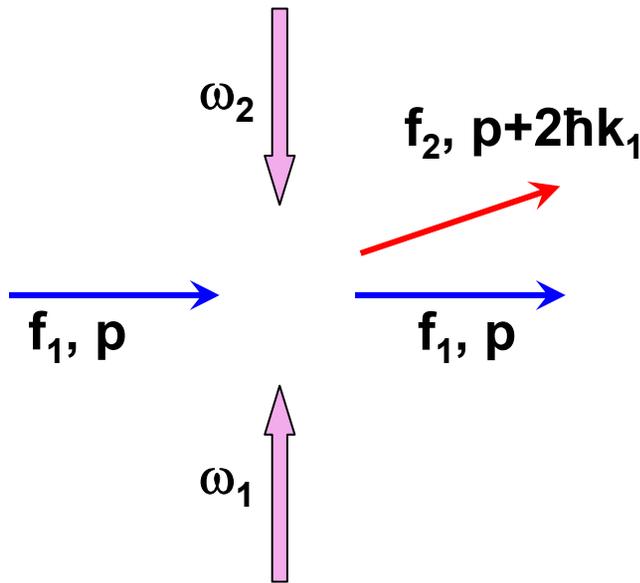
$$\delta v \simeq 10^{-4} \text{ m/s} = 0.1 \text{ mm/s}.$$

Applications des processus Raman stimulés (suite)

Lame séparatrice pour l'optique atomique

Une impulsion $\pi/2$ avec 2 faisceaux laser se propageant en sens opposés réalise la transformation suivante:

$$|f_1, p\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|f_1, p\rangle + |f_2, p + 2\hbar k_1\rangle]$$



Superposition linéaire de 2 états différant à la fois par l'état interne et l'état externe.

2 ondes atomiques cohérentes de directions différentes et d'états internes différents.

Autre exemple de lame séparatrice atomique

Excitation résonnante (à 1 photon) d'une transition f–e.
Une impulsion $\pi/2$ réalise la transformation:

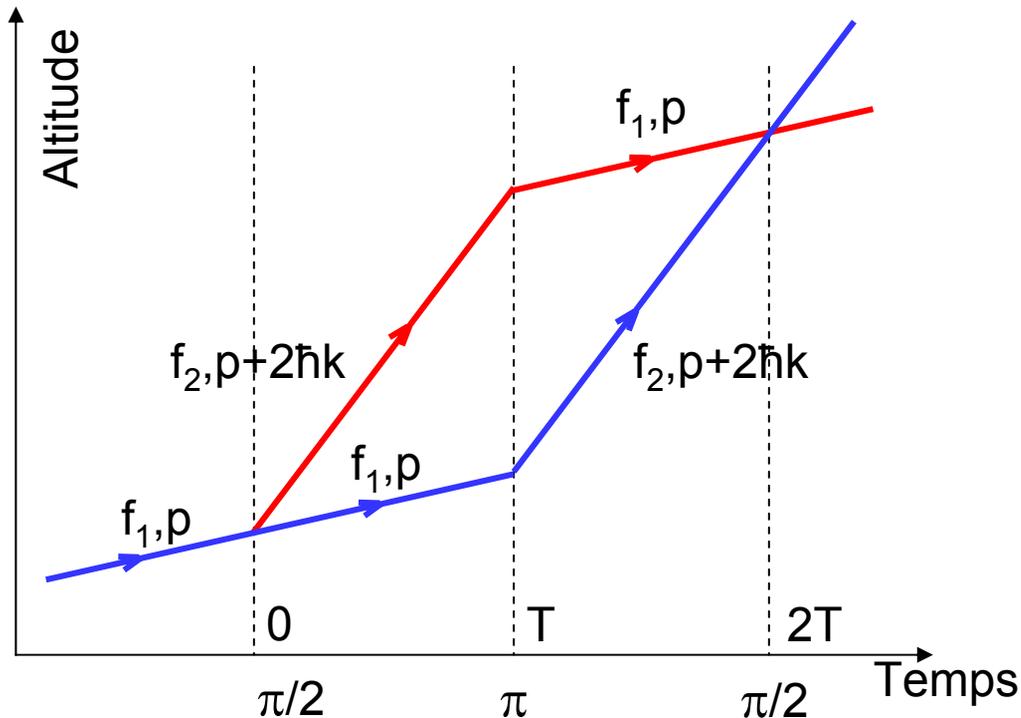
$$|f, p\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [|f, p\rangle + |e, p + \hbar k\rangle]$$

L'état excité e est cependant instable et l'émission spontanée détruit la cohérence entre f, p et $e, p + \hbar k$ au bout d'un temps très court, de l'ordre de $1/\Gamma$.

L'avantage des lames séparatrices atomiques utilisant l'effet Raman stimulé est que les 2 états f_1 et f_2 sont des états fondamentaux et ont des durées de vie très longues. De plus, le transfert d'impulsion est 2 fois plus grand.

Méthode proposée et largement utilisée par l'équipe de S. Chu à Stanford.

Exemple d'interféromètre atomique utilisant l'effet Raman stimulé



Mesure de l'accélération de la gravité.

Le transfert d'impulsion $2\hbar k$ est vertical.

2 paquets d'ondes qui se séparent à $t=0$, sous l'effet d'une impulsion $\pi/2$, échangent leur impulsions à $t=T$ sous l'effet d'une impulsion π , et se recombinent à $t=2T$ sous l'effet d'une impulsion $\pi/2$

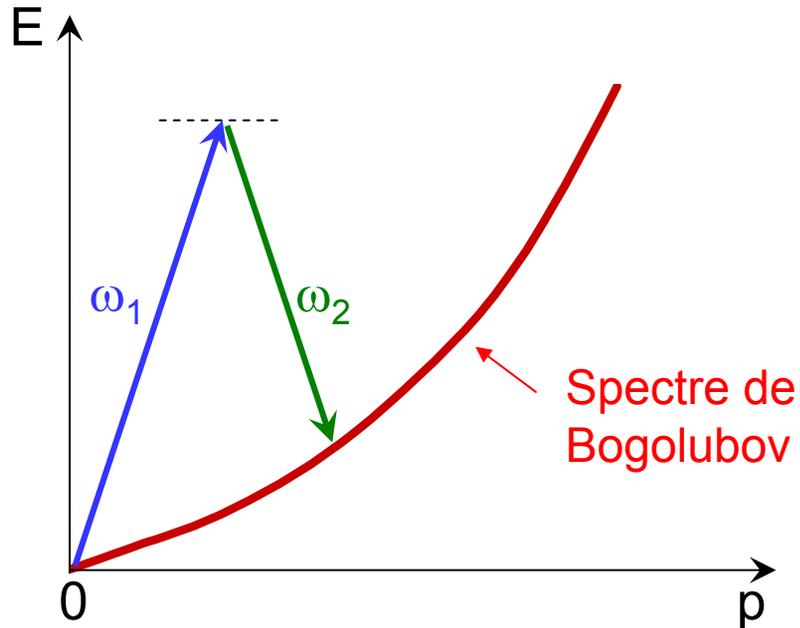
Déphasage dû à la gravité entre les 2 chemins d'altitudes différentes.

M. Kasevich, S. Chu, Phys. Rev. Lett. 67, 181 (1991)

Voir aussi Cours au Collège de France 1992-1993, chapitre VI

Applications des processus Raman stimulés (suite)

Mesure du spectre d'excitations élémentaires d'un condensat



Des transitions Raman stimulées transfèrent des atomes du condensat en $p=0$ vers un état E, p du spectre des excitations élémentaires.

Le transfert d'impulsion est varié en changeant l'angle entre les 2 faisceaux laser.

Une telle méthode, appelée encore « diffraction de Bragg », a été utilisée par l'équipe de W. Ketterle au M.I.T.

Extraction d'une onde de matière cohérente de vecteur d'onde bien défini d'un condensat

Laser à atomes de l'équipe de W. Phillips au N.I.S.T. à Gaithersbourg

Autres exemples d'applications de l'effet Raman stimulé

Cités ici pour mémoire. Certains seront repris ultérieurement.

- Forces dipolaires

Redistribution de photons entre les diverses ondes planes formant une onde laser.

- Diffraction d'ondes atomiques par une onde laser stationnaire.

Régime de Raman-Nath. Régime de Bragg

- Refroidissement Raman.

Équivalent au refroidissement Doppler sur une transition f-e. Ici, le système à 2 niveaux est le système f_1, f_2 , et la limite Doppler $\hbar\Gamma_f$ est beaucoup plus basse que $\hbar\Gamma_e$.

- Piégeage cohérent de populations

Refroidissement subrecul

IONISATION MULTIPHOTONIQUE

Ionisation multiphotonique des atomes

Contrairement à la théorie simple de l'effet photoélectrique (Einstein 1905), un atome peut être photoionisé même si l'énergie $\hbar\omega$ des photons incidents est plus petite que l'énergie d'ionisation E_I .

Il peut en effet absorber, non pas un seul, mais plusieurs photons $\hbar\omega$ lui fournissant une énergie globale supérieure à E_I .

Observation au cours des années 60 grâce à l'apparition des lasers déclenchés.

- Ionisation à 7 photons de Xe

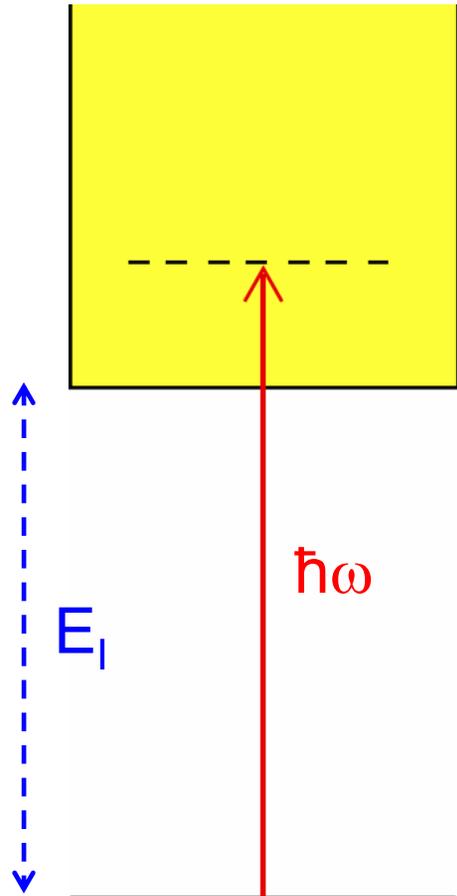
G. Voronov, N. Delone, Sov. Phys. J.E.T.P. 23, 54 (1966)

- Ionisation multiphotonique des gaz rares, y compris He

P. Agostini, G. Barjot, J.-F. Bonnal, G. Mainfray, C. Manus, J. Morellec, I.E.E.E. J. Quantum Electron., 4, 667 (1968)

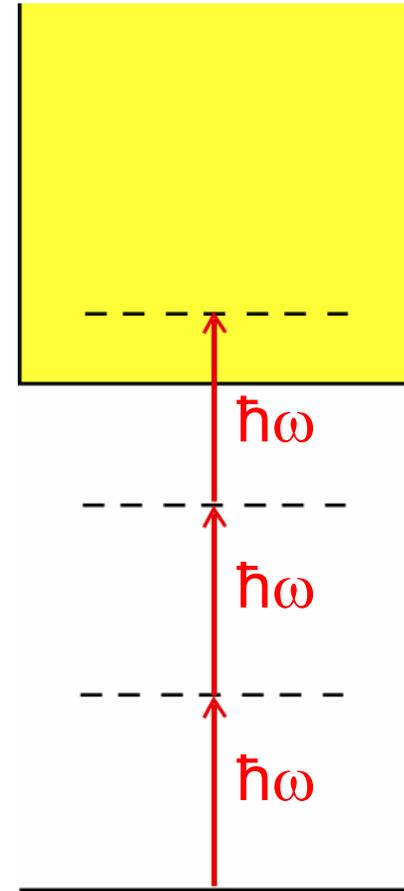
Ionisation simple et multiphotonique

E_I : Energie d'ionisation



Ionisation simple
à 1 photon

$$\hbar\omega > E_I$$



Ionisation multiphotonique
à 3 photons

$$\hbar\omega < E_I \quad 2\hbar\omega < E_I \quad 3\hbar\omega > E_I$$

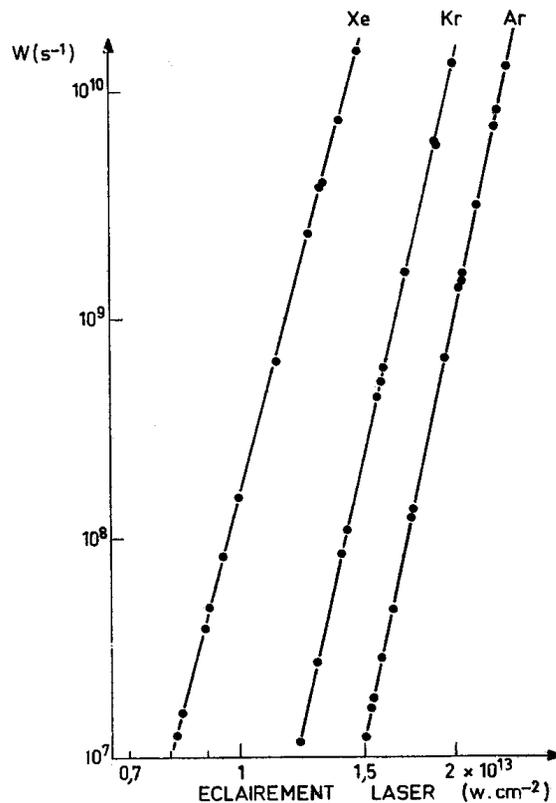
Paramètres influençant le taux W d'ionisation multiphotonique

Intensité laser

Dans un traitement perturbatif,

$$W \propto I^K$$

où K est le nombre de photons nécessaire pour l'ionisation.



Laser à Neodyme
 $\hbar\omega = 1.17 \text{ eV}$

$K=11$ pour Xe

$K=13$ pour Kr

$K=14$ pour Ar

Figure extraite de:
G. Mainfray, C. Manus
J. De Phys. Colloque C1
39, page C1-1 (1978)

Paramètres influençant le taux W d'ionisation multiphotonique (suite)

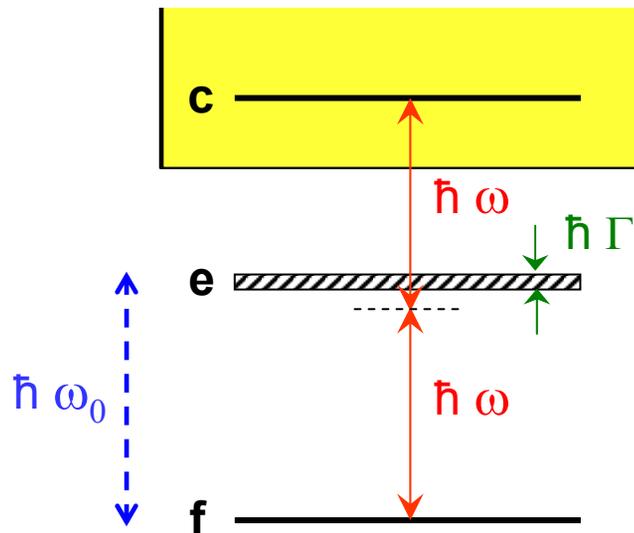
Cohérence du champ laser

2 champs laser de même intensité moyenne $\langle I \rangle$ ne donnent pas en général le même taux d'ionisation à K photons car:

$$\langle I^K \rangle \neq \langle I \rangle^K$$

Étude très approfondie de ces effets par le groupe de Saclay

Résonance intermédiaire



État discret e , de largeur Γ , d'énergie E_e très proche de $E_f + K' \hbar \omega$ avec $K' < K$ (la figure correspond à $K=2$, $K'=1$)

Le propagateur

$$\frac{1}{E_f + K' \hbar \omega - E_e + i \hbar \Gamma / 2}$$

relatif à l'état intermédiaire e peut devenir très grand

Taux de photoionisation W avec résonance intermédiaire

Système représenté sur la figure précédente avec:

$$\omega = \omega_0, \quad K' = 1, \quad K = 2$$

Amplitude de transition

$$A_{f \rightarrow c} \propto V_{ce} \frac{1}{\omega - \omega_0 + i\frac{\Gamma}{2}} V_{ef} = \frac{V_{ce} V_{ef}}{i\Gamma/2} \quad \text{si } \omega = \omega_0$$

Taux de transition

$$W_{f \rightarrow c} \propto |A_{f \rightarrow c}|^2 \rho(E_c) \quad \rho(E_c) : \text{densité d'états finals } E_c$$

$$W_{f \rightarrow c} \propto |V_{ce}|^2 \frac{1}{\Gamma^2} |V_{ef}|^2 \rho(E_c)$$

$$\propto \underbrace{|V_{ef}|^2 \frac{1}{\Gamma}}_{W_{f \rightarrow e}} \times \underbrace{|V_{ce}|^2 \rho(E_c)}_{W_{e \rightarrow c}} \times \underbrace{\frac{1}{\Gamma}}_{\tau}$$

Interprétation physique : Processus en 2 étapes

- L'atome passe de f à e avec un taux :

$$W_{f \rightarrow e} \propto |V_{ef}|^2 \times \frac{1}{\Gamma} \quad (\text{taux d'absorption d'un photon})$$

- Une fois qu'il est passé dans e, la probabilité qu'il passe dans c est égale au taux d'ionisation $W_{e \rightarrow c}$ à partir de e que multiplie le temps $\tau = 1/\Gamma$ passé dans e :

$$P_{e \rightarrow c} = W_{e \rightarrow c} \times \tau$$

Autre approche théorique (en termes de matrice densité)

$$\rho_{ff} \rightarrow \rho_{fe} \rightarrow \rho_{ee} \rightarrow \rho_{ec} \rightarrow \rho_{cc}$$

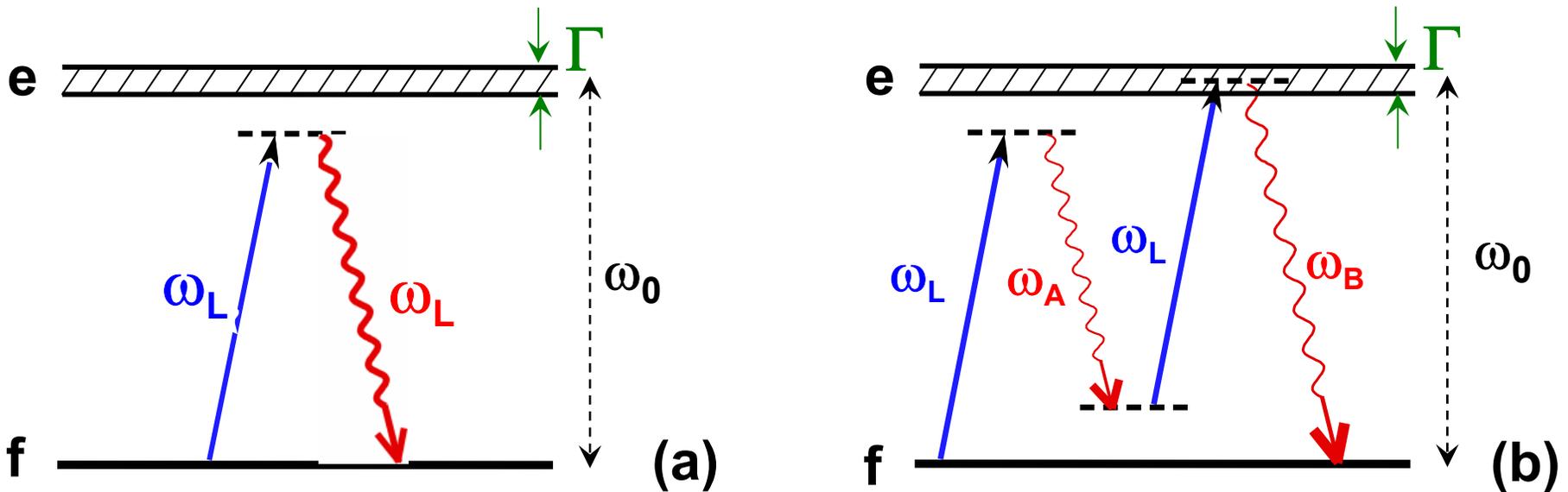
Chemin d'ordre 4 en V passant de f à e via ρ_{ee}

$$\rho_{ff} \rightarrow \rho_{fe} \rightarrow \rho_{fc} \rightarrow \rho_{ec} \rightarrow \rho_{cc}$$

Chemin d'ordre 4 en V allant de f à e sans passer par ρ_{ee}

Un autre exemple de processus multiphotonique en 2 étapes

Fluorescence de résonance avec excitation quasi-résonnante

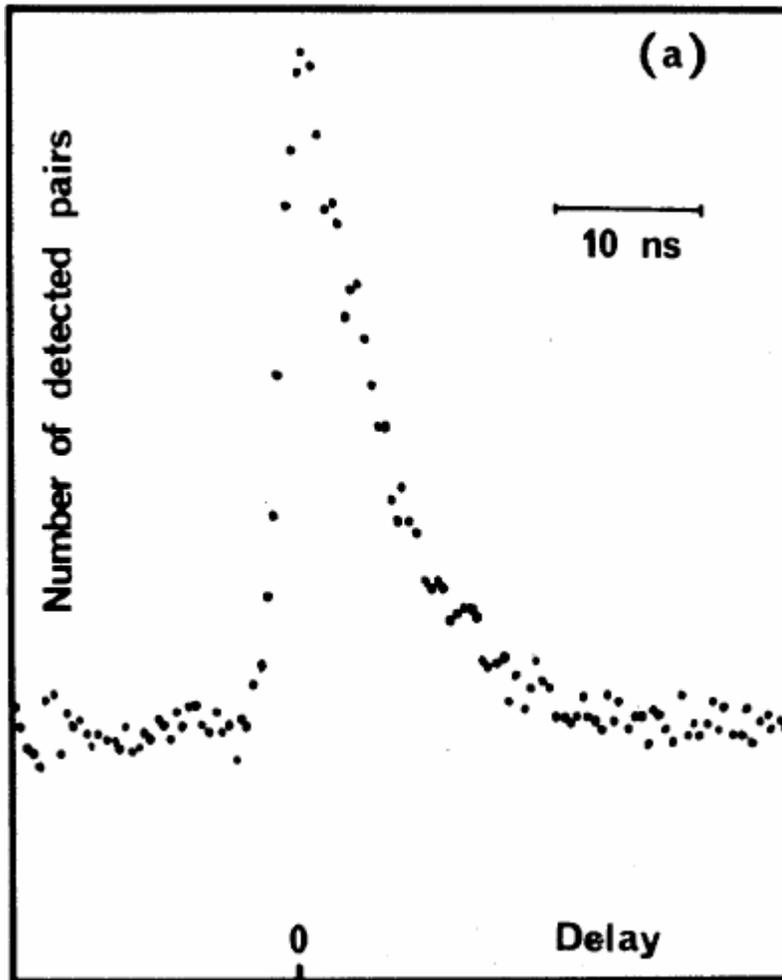


(a) : Processus d'ordre le plus bas. Diffusion Rayleigh

(b) : Processus d'ordre 2. Absorption de 2 photons laser et émission spontanée de 2 photons ω_A et ω_B avec $\omega_A + \omega_B = 2 \omega_L$

Amplitude résonnante quand le troisième état intermédiaire (après l'absorption du second photon laser) a une énergie proche de celle de e.

Observation expérimentale



Corrélations temporelles entre les émissions des photons ω_A et ω_B .
Le photon ω_A est détecté avant le photon ω_B .
Une fois que le photon ω_A est détecté, il faut attendre un temps de l'ordre de la durée de vie de e avant de détecter le photon ω_B .

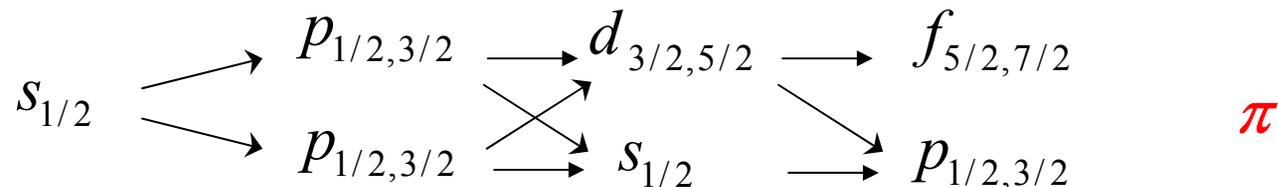
A. Aspect, G. Roger, S. Reynaud, J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji
Phys. Rev. Lett. 45, 617 (1980)

Paramètres influençant le taux W d'ionisation multiphotonique (suite)

Polarisation du champ laser

Les règles de sélection sur la polarisation combinées aux règles de sélection sur la parité (transitions dipolaires électriques) conduisent, pour l'ionisation multiphotonique, à des chemins différents suivant que la polarisation du champ laser est σ_+ ou π .

$$s_{1/2} \rightarrow p_{3/2} \rightarrow d_{5/2} \rightarrow f_{7/2} \quad \sigma_+$$



Des résonances peuvent apparaître sur un chemin et pas dans l'autre.

Transitions multiphotoniques entre états du continuum

Généralisation de l'interprétation d'Einstein

Les photoélectrons quittent l'ion avec une énergie cinétique

$$E_{\text{cin}} = N\hbar\omega - E_I$$

N étant le nombre minimum de photons pour ioniser l'atome.

Les photoélectrons continuent d'interagir avec le laser

- Ils effectuent une vibration forcée d'énergie \mathcal{E}_v (cf cours 4)
- Ils peuvent continuer à absorber des photons

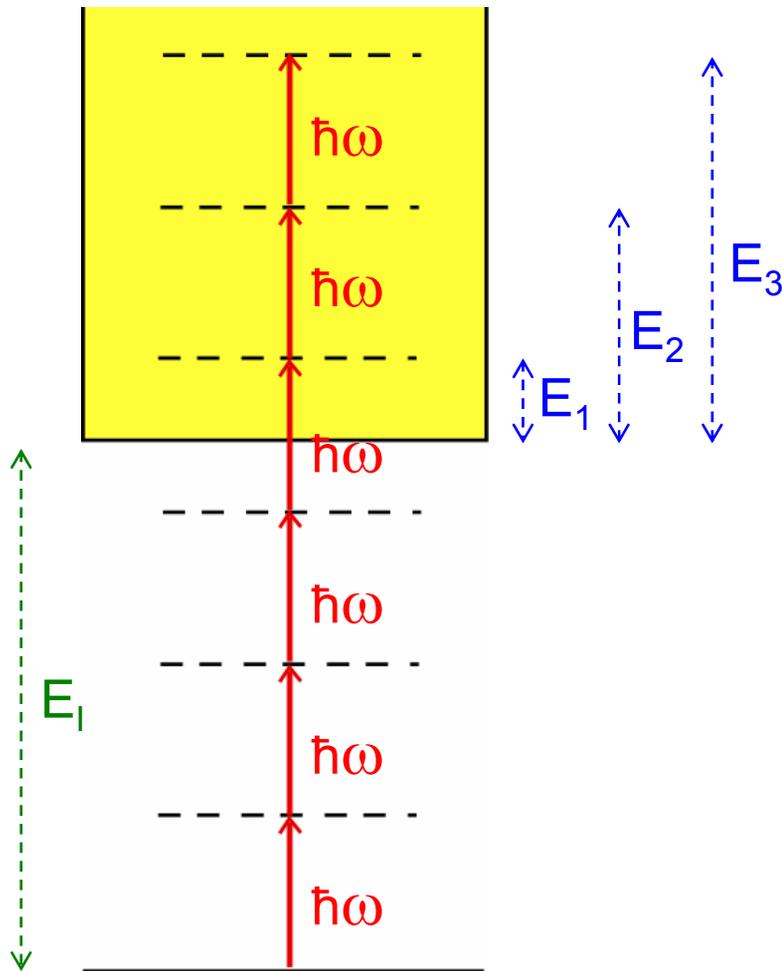
À première vue, ceci semble impossible car un électron libre ne peut absorber un photon (l'impulsion et l'énergie globales ne seraient pas conservées)

Mais l'électron est encore soumis au champ de l'ion qui peut encaisser le recul

(analogie avec le "bremsstrahlung inverse")

Ionisation au dessus du seuil

En Anglais : « Above Theshold Ionization » (ATI)

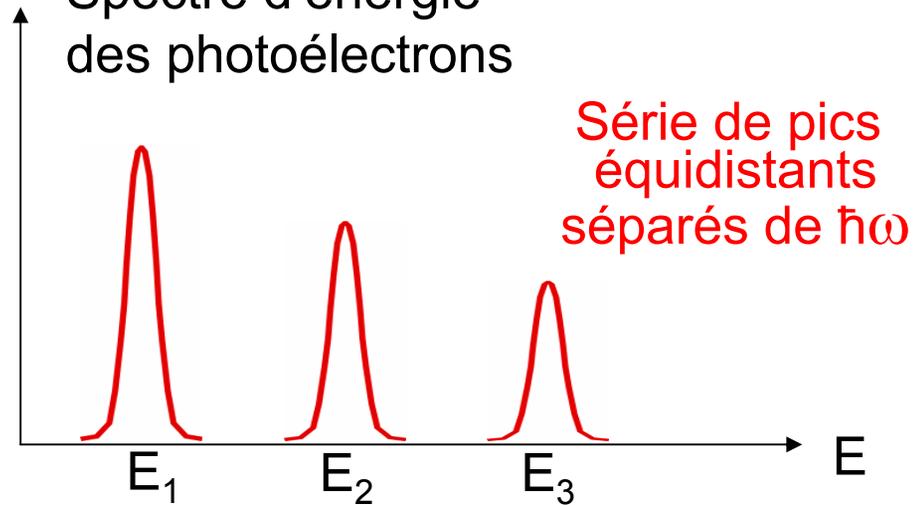


$$E_1 = 4\hbar\omega - E_I$$

$$E_2 = 5\hbar\omega - E_I$$

$$E_3 = 6\hbar\omega - E_I$$

Spectre d'énergie
des photoélectrons



Première observation:

P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray,
G. Petite, N. Rahman,
Phys. Rev. Lett. 42, 1127 (1979)

Conséquences du mouvement de vibration

Tous les niveaux excités de l'atome, y compris ceux du continuum, sont déplacés de \mathcal{E}_v (cf cours IV).

À des éclairagements de l'ordre de 10^{13} W/cm², et pour des fréquences laser ω telles que $\hbar\omega = 1.17$ eV (laser à néodyme), \mathcal{E}_v peut atteindre quelques eV. Le déplacement de l'état fondamental f est beaucoup plus petit et peut être négligé.

L'énergie d'ionisation E_I de l'atome est donc augmentée de \mathcal{E}_v et l'énergie cinétique du mouvement "lent" du photoélectron est égale à:

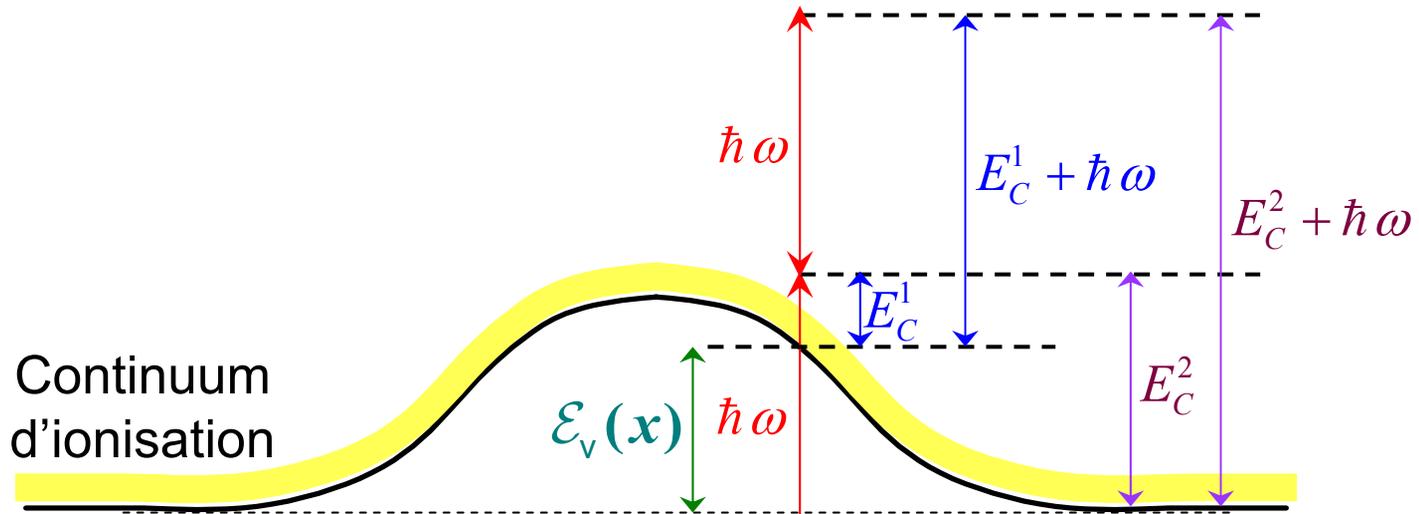
$$E_C^1 = N\hbar\omega - E_I - \mathcal{E}_v$$

Elle est plus petite que celle calculée en l'absence de vibration:

$$E_C^2 = N\hbar\omega - E_I$$

(voir figure suivante)

Énergies E_C^1 et E_C^2



$\mathcal{E}_v(x)$: Énergie de vibration de l'électron au point x

E_C^1 : Énergie cinétique du mouvement lent du photoélectron avec $\mathcal{E}_v \neq 0$

E_C^2 : Idem avec $\mathcal{E}_v = 0$

$$E_C^2 = E_C^1 + \mathcal{E}_v(x)$$

$\hbar\omega$

$\hbar\omega$

Position sur une droite traversant le faisceau laser à angle droit

f

x

Conséquences du mouvement de vibration (suite)

En fait, l'électron n'est pas détecté à l'intérieur du faisceau laser, mais une fois qu'il en est sorti.

L'énergie de vibration \mathcal{E}_v dépend de la position x de l'électron à l'intérieur du faisceau laser et apparaît comme une énergie potentielle effective pour son mouvement lent, donnant naissance à une force

$$\vec{F}(x) = -\vec{\nabla} \mathcal{E}_v(x)$$

appelée « force pondéromotrice »

Sous l'effet de cette force, l'électron est accéléré au cours de sa sortie du faisceau laser, et son énergie augmente d'une quantité égale à l'énergie de vibration $\mathcal{E}_v(x)$ au point x où il a été créé.

Encore faut-il que l'impulsion laser dure suffisamment longtemps pour que l'électron puisse sentir cette force tout au long de son mouvement de sortie.

2 situations extrêmes

Impulsions laser longues

Le champ laser ne change pas pendant le mouvement de sortie de l'électron.

Le mouvement lent de l'électron a le temps de regagner l'énergie $\mathcal{E}_v(x)$ prise par le mouvement rapide de vibration au point x où le photoélectron est créé.

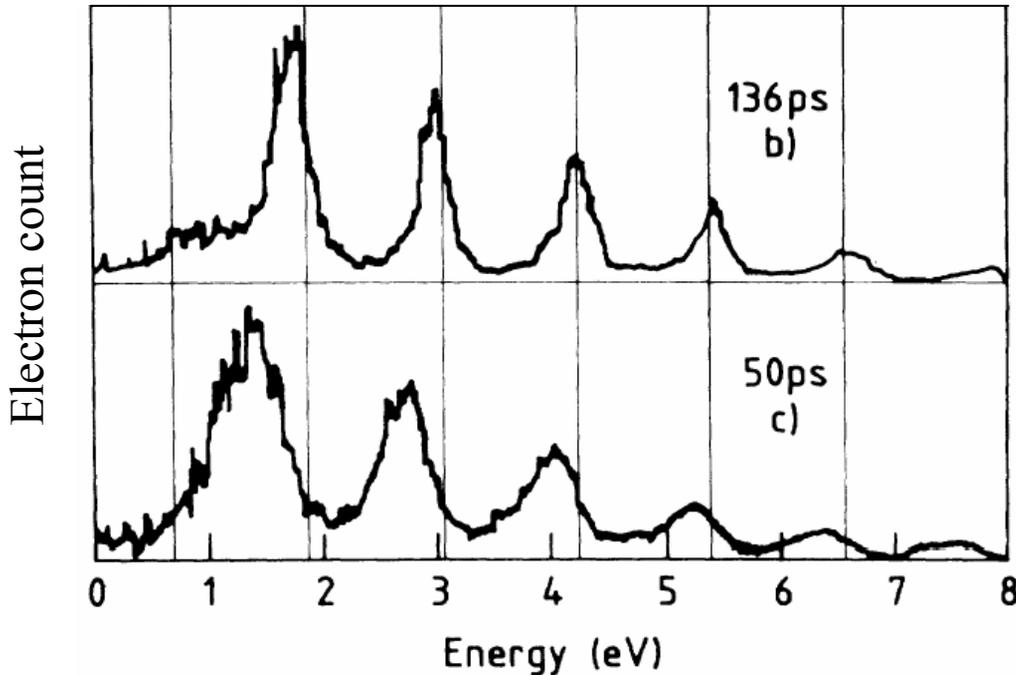
Le spectre d'ionisation au dessus du seuil est donc celui que l'on calculerait en ignorant \mathcal{E}_v .

Impulsions laser courtes

Le champ laser disparaît avant que le photoélectron ait eu le temps d'être accéléré.

Toutes les énergies des pics du spectre d'ionisation au dessus du seuil sont diminuées de \mathcal{E}_v .

Observation expérimentale



P. Agostini, J. Kupersztych,
L. Lompré, G. Petite,
F. Vergeau,
Phys. Rev. A36, 4111 (1987)

Diminution des énergies des pics du spectre d'ionisation au dessus du seuil quand la durée des impulsions laser décroît.

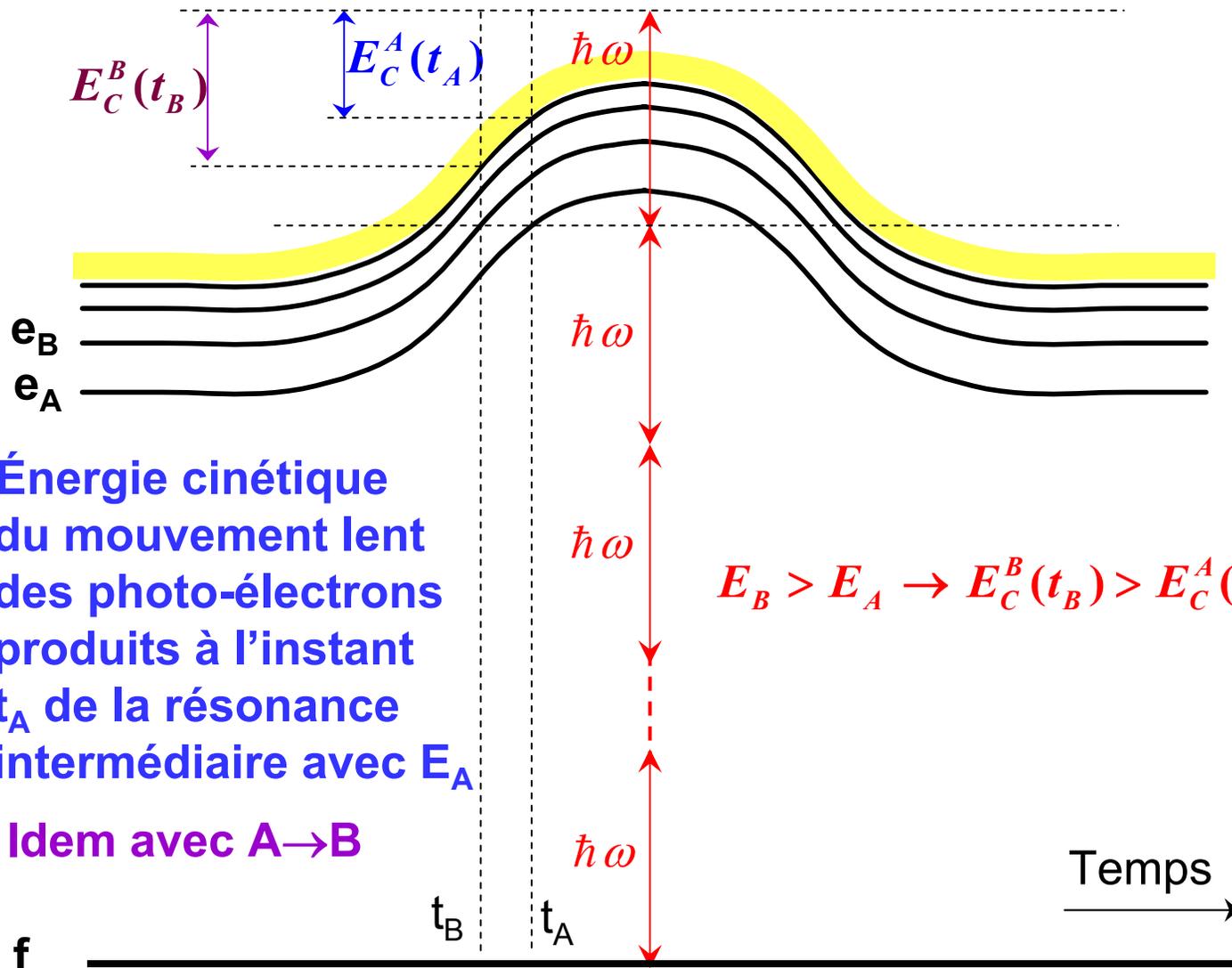
Structure fine des pics d'ionisation au dessus du seuil

Par suite de la variation temporelle de l'intensité d'une impulsion laser, des résonances intermédiaires peuvent apparaître à certains instants avec des états très excités de l'atome par suite des déplacements $\mathcal{E}_v(t)$ que ces états subissent. Ces résonances se traduisent par une augmentation du nombre de photoélectrons.

Plusieurs niveaux excités peuvent entrer successivement en résonance à des instants différents, où l'énergie de vibration \mathcal{E}_v est différente. Il en résulte une série de pics de photoélectrons d'énergies légèrement différentes qui reproduisent le spectre des états atomiques excités.

Observation de ces phénomènes avec des impulsions laser très courtes (sub-picosecondes).

Résonances intermédiaires se produisant à des instants différents avec des états atomiques très excités



$E_C^A(t_A)$: Énergie cinétique
du mouvement lent
des photo-électrons
produits à l'instant
 t_A de la résonance
intermédiaire avec E_A

$E_C^B(t_B)$: Idem avec $A \rightarrow B$

$$E_B > E_A \rightarrow E_C^B(t_B) > E_C^A(t_A)$$

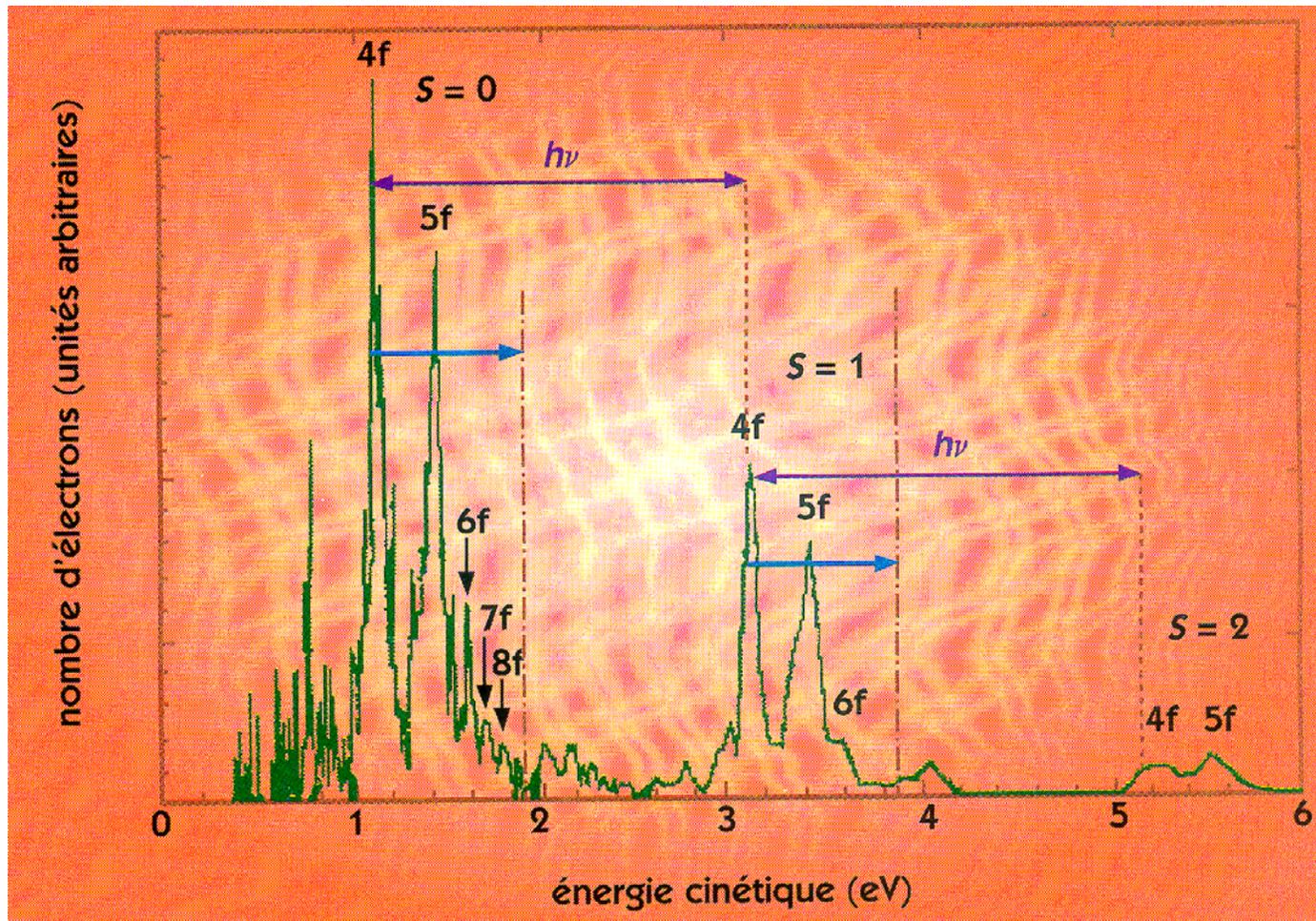


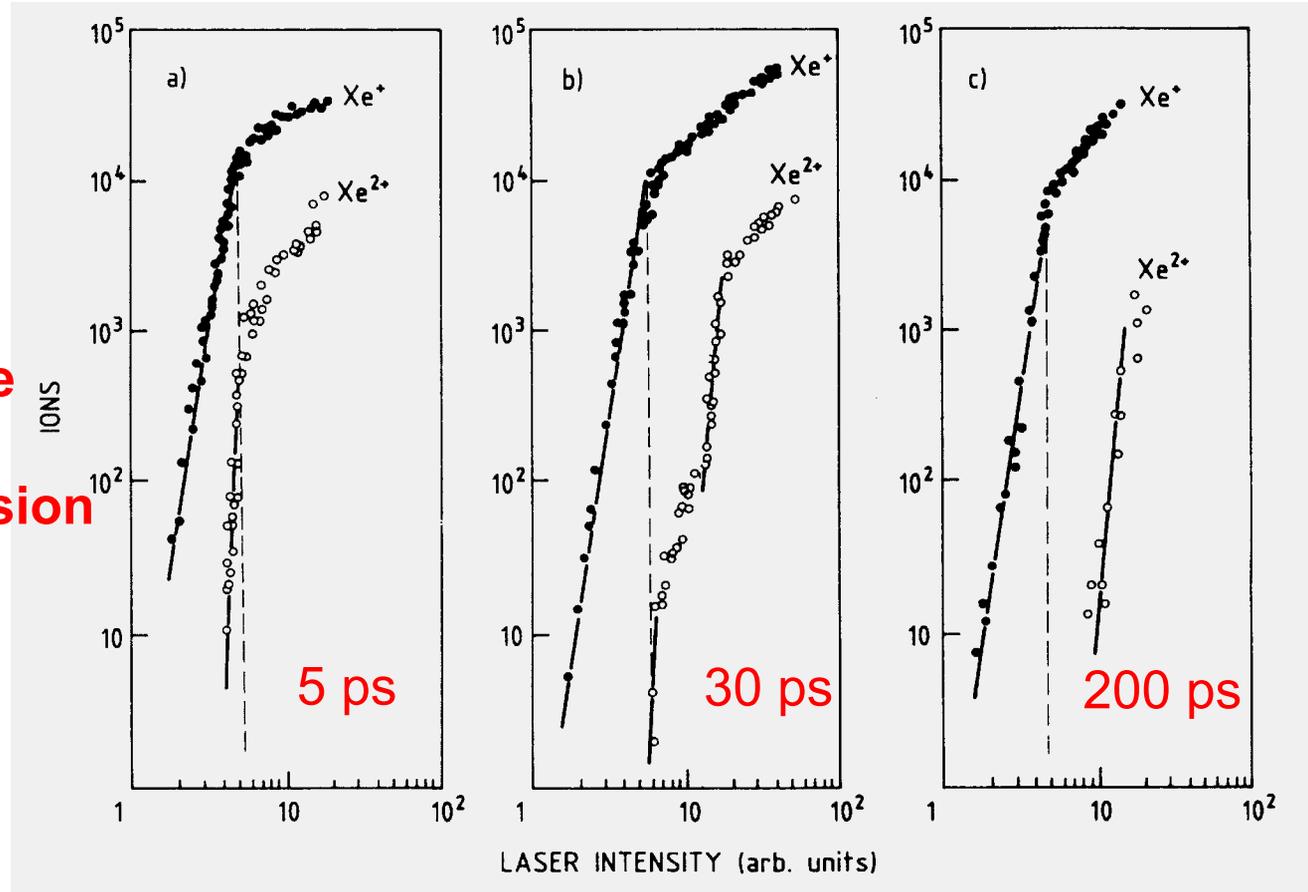
Figure extraite de
 Clefs CEA N° 41
 Été 1999

R. Freeman, P. Bucksbaum, H. Milchberg, S. Darack,
 D. Schumacher, M. Geusic, Phys. Rev. Lett. 59, 1092 (1987)

Ionisation double

Exemple de la compétition entre la passage direct de Xe à Xe²⁺ par absorption de 15 photons et le passage en 2 étapes Xe → Xe⁺ par absorption de 6 photons, puis Xe⁺ → Xe²⁺ par absorption de 10 photons

La probabilité d'ionisation double est d'autant plus élevée que l'impulsion est plus courte

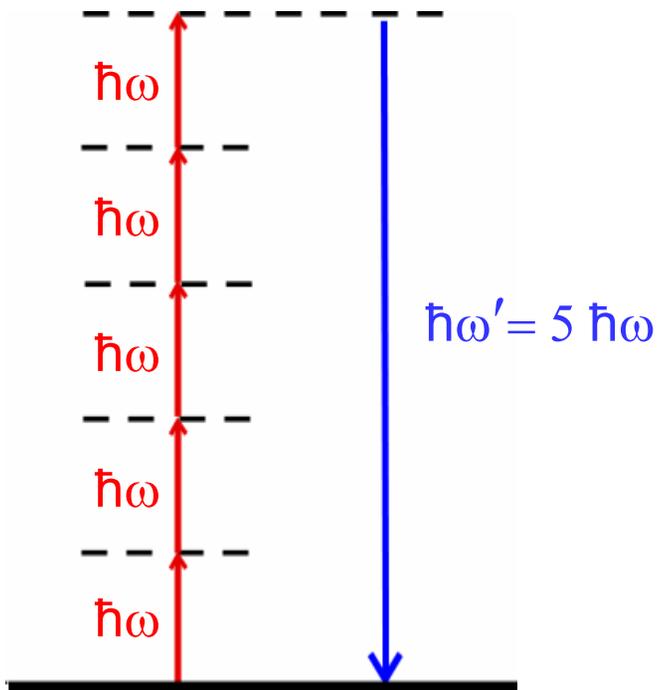


A. L'Huillier, L. Lompré, G. Mainfray, C. Manus,
J. Physique, 44, 1247 (1983)

Génération d'harmoniques

Première observation par P. Franken en 1961 d'un doublement de fréquence lors du passage d'un laser à rubis dans un cristal de quartz.

Avec le développement des impulsions lasers intenses et ultra-brèves observation de la génération d'harmoniques d'ordre élevé dans des gaz rares.



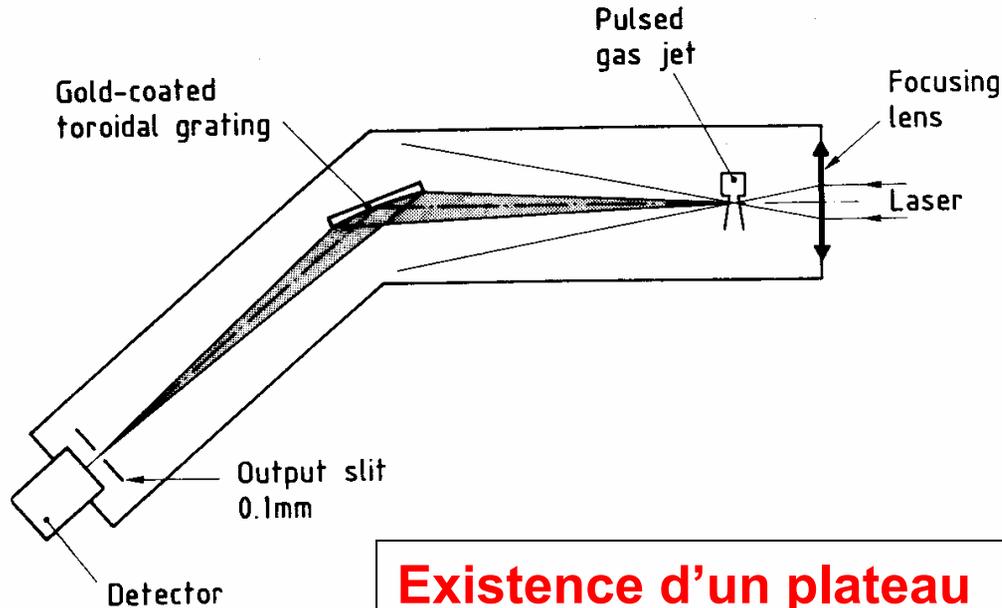
Processus non linéaire
au cours duquel

- $2n+1$ photons $\hbar\omega$ disparaissent
($n=1,2,3,\dots$)
- 1 photon nouveau $\hbar\omega'$ apparaît
 $\omega'=(2n+1)\omega$

Seules les harmoniques impaires
apparaissent à cause de la
symétrie de réflexion de l'atome.

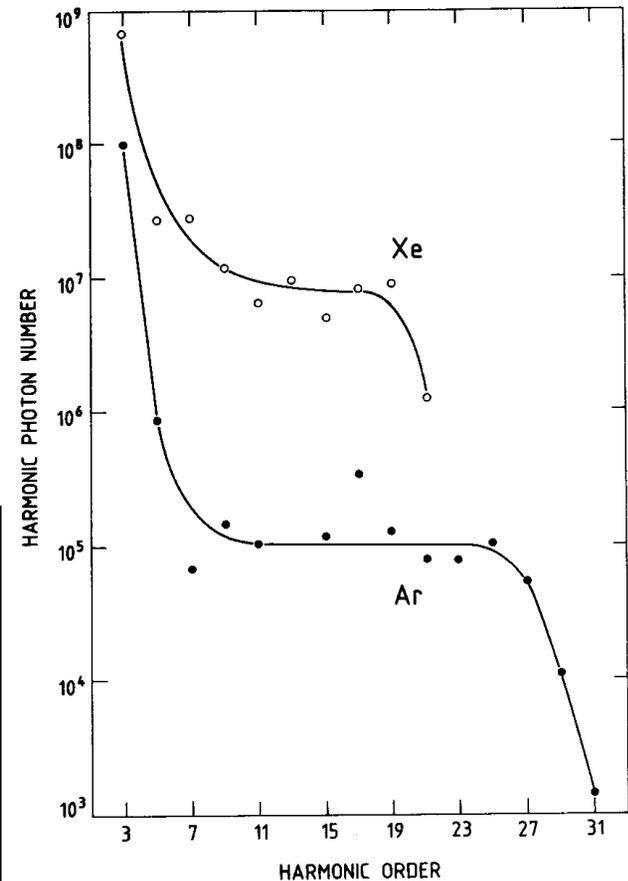
Étude expérimentale

Montage expérimental



**Existence d'un plateau dans la variation de l'intensité d'une harmonique avec l'ordre de cette harmonique.
→ régime non perturbatif**

Résultats



Figures extraite de : G. Mainfray, C. Manus, Rep. Prog. Phys. 54, 1333 (1991)

Exemple de spectre d'harmoniques

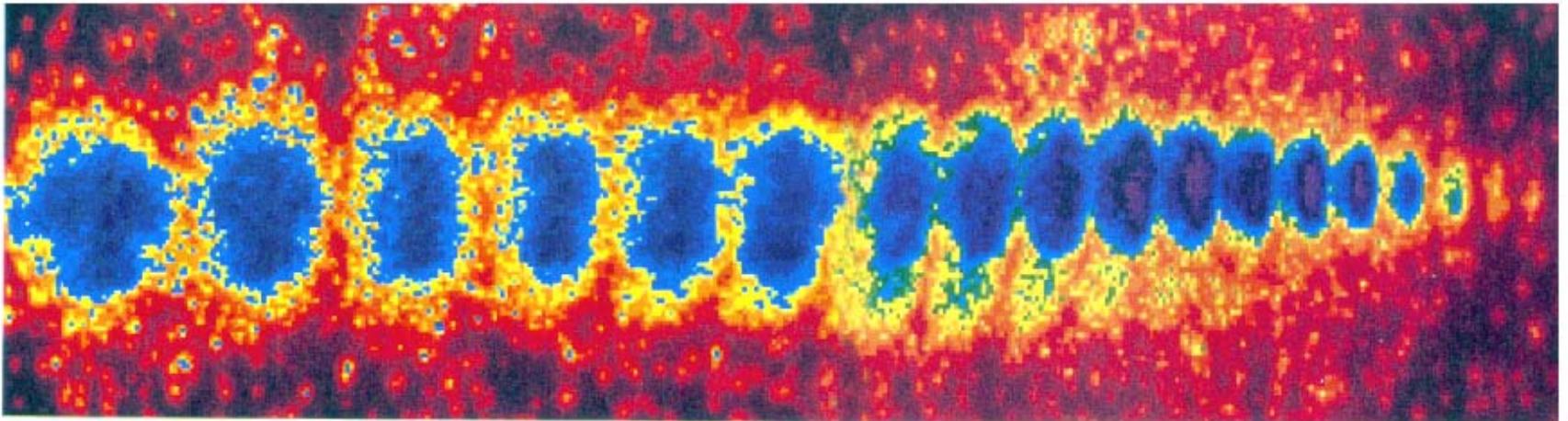
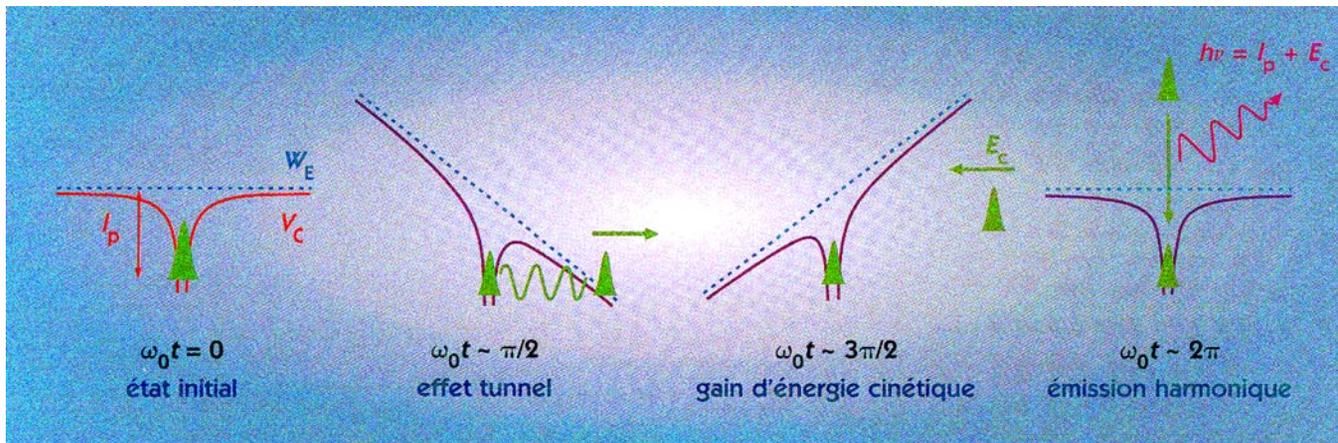


Figure extraite de
Clefs CEA N° 41
Été 1999

Approche quasi-classique pour la génération d'harmoniques d'ordre élevé et l'ionisation au dessus du seuil



**K. Kulander,
P. Corkum**

Figure extraite de
Clefs CEA N° 41
Été 1999

L'électron est ionisé par effet tunnel et est accéléré par le champ de l'onde laser, effectuant une oscillation d'énergie de l'ordre de \mathcal{E}_v .

Quand il revient près du noyau, il peut

- soit, être freiné par le champ du noyau et retourner dans l'état fondamental en émettant une harmonique d'ordre élevé.
- soit être accéléré vers un pic élevé d'ionisation au dessus du seuil

Description récente de ces phénomènes en termes d'un petit nombre d'orbites quantiques dans les intégrales de chemin de Feynman.

P. Salières et al., Science 292, 902 (2001)

Quelques retombées de ces études

Nouvelles sources de rayonnement dans le domaine UVX

Des harmoniques d'ordre aussi élevé que 221 peuvent être obtenues, correspondant à des longueurs d'onde de 3.6 nm (Université du Michigan)

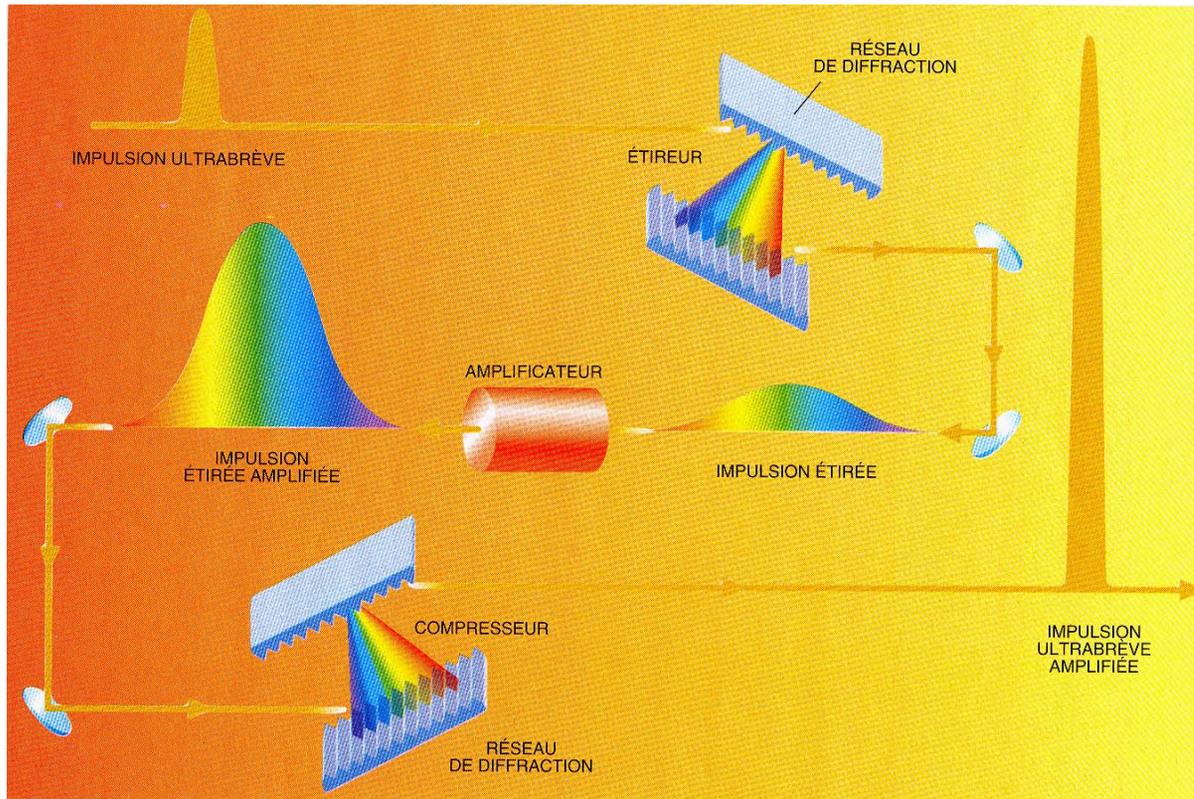
Propriétés intéressantes de cohérence, brillance et courte durée

Impulsions subfemtosecondes

Le battement entre un ensemble d'harmoniques cohérentes donne naissance à un train d'impulsions subfemtosecondes

EFFETS NOUVEAUX APPARAISSANT AUX TRÈS HAUTES INTENSITÉS

Développement de lasers ultra intenses



Amplification d'impulsions à dérive de fréquence "Chirped Pulse Amplification" G. Mourou

Figure extraite de
G. Mourou,
D. Umstadter
Pour la Science
Août 2002, p.82

L'étirement de l'impulsion permet de l'amplifier sans endommager les composants optiques de l'amplificateur. Elle est ensuite recomprimée.

Obtention par cette méthode, dans des laboratoires de type universitaire (100 m² environ), d'impulsions ultra-brèves (quelques 10⁻¹⁵s) avec des puissances de l'ordre de 10 terawatt (10¹³ w). Dans des centres plus importants, les puissances atteignent le petawatt (10¹⁵ w).

Régime relativiste

Une impulsion laser de 10^{13} w à 1053 nm convenablement focalisée donne des éclairagements lumineux de 10^{19} w/cm².

Avec de tels éclairagements, le milieu est totalement ionisé. Les électrons oscillent dans le champ laser E_L avec une vitesse proche de la vitesse de la lumière et une énergie de vibration \mathcal{E}_v qui atteint 1MeV, plus grande que l'énergie de masse de l'électron. Le champ laser E_L atteint 10^{11} V/cm, beaucoup plus grand que le champ de Coulomb entre l'électron et le proton dans l'état 1s de l'hydrogène, de l'ordre de $5 \cdot 10^9$ V/cm.

Dans ce régime relativiste, de nombreux effets physiques nouveaux apparaissent et sont en cours d'étude dans divers laboratoires.

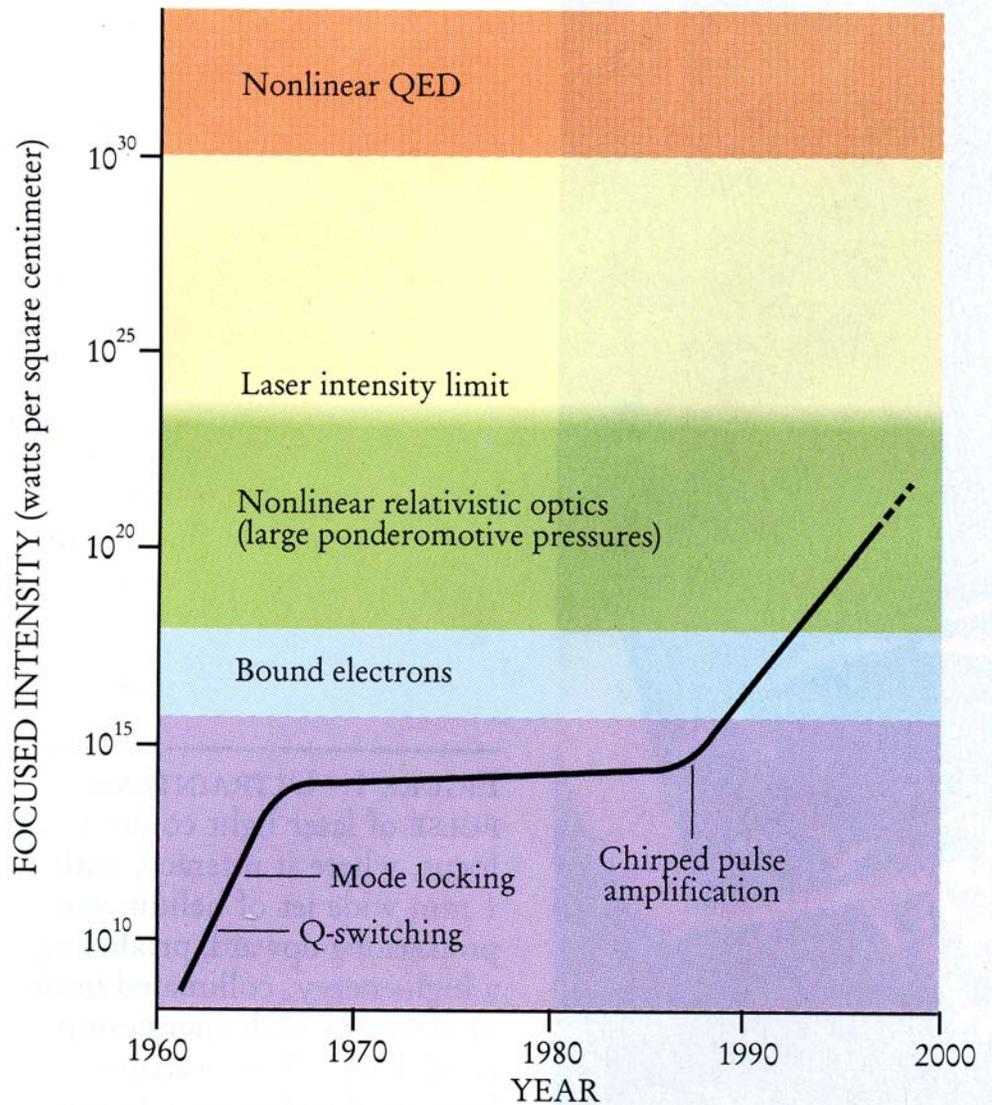


Figure extraite de
 G. Mourou, C. Barry,
 M. Perry
 Physics Today
 Janvier 1998, p.22

Réalisation en laboratoire de conditions régnant en astrophysique
Astrophysique de laboratoire

Accélération d'électrons par l'onde de sillage créée par une impulsion laser intense dans un plasma

La pression de radiation de l'impulsion pousse les électrons, les ions plus lourds réagissant moins vite. Il apparaît ainsi une onde de densité de charge dans le plasma, qui suit l'impulsion lumineuse, comme l'onde de sillage suivant un navire en mouvement.

Les oscillations de charge associées à l'onde de sillage créent des champs électriques très intenses qui peuvent accélérer un électron. L'électron « surfe » ainsi sur l'onde de sillage.

Comme l'onde de sillage, accrochée à l'impulsion lumineuse, se propage à une vitesse proche de c , l'électron peut subir l'effet accélérateur du champ électrique suffisamment longtemps avant de dépasser l'onde de sillage.

Des faisceaux d'électrons de 200 MeV peuvent ainsi être obtenus sur une distance de 1mm! Résultat obtenu au Laboratoire d'Optique Appliquée (équipe de V. Malka).

Évolution des performances des accélérateurs

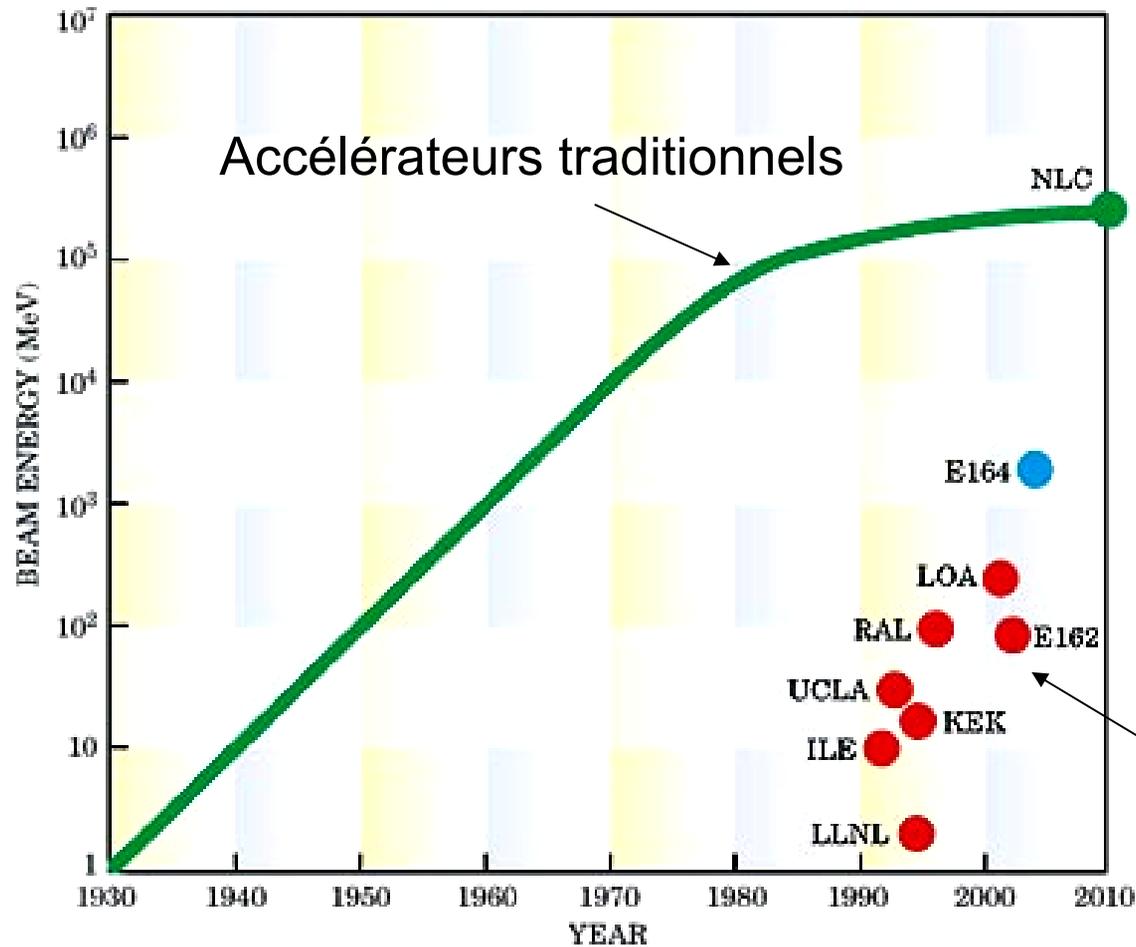


Figure extraite de
C. Joshi, T. Katsouleas
Physics Today
Juin 2003, p. 47

Accélérateurs à
ondes de sillage

Autofocalisation relativiste

Changement de l'indice de réfraction n du plasma dû à la variation relativiste de la masse de l'électron oscillant

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad \omega_p = \frac{4\pi n_0 e^2}{m \gamma} = \text{fréquence de plasma}$$

$n_0 = \text{densité d'électrons}$ $\gamma = (1 - v^2 / c^2)^{-1/2}$

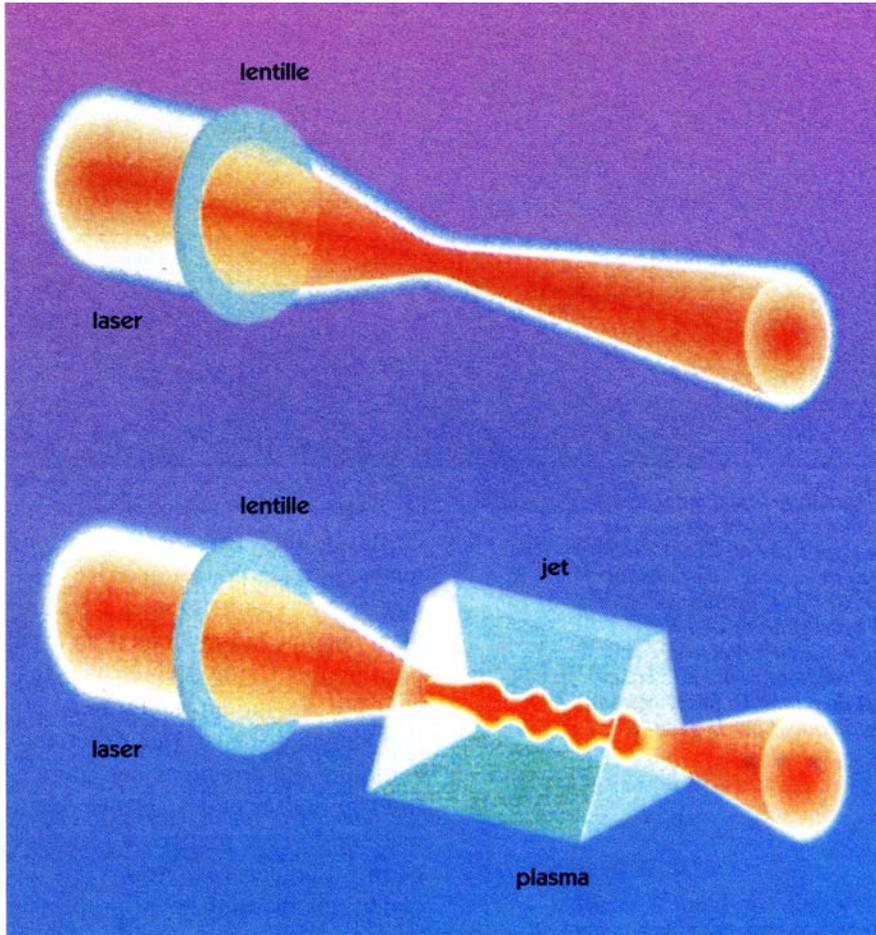
Au centre du faisceau laser, l'intensité est maximale, la vitesse v est la plus grande, donc ω_p est le plus petit et n le plus grand. Effet de lentille étudié au CEA Saclay et observé au CEA Limeil.

Autre effet de focalisation

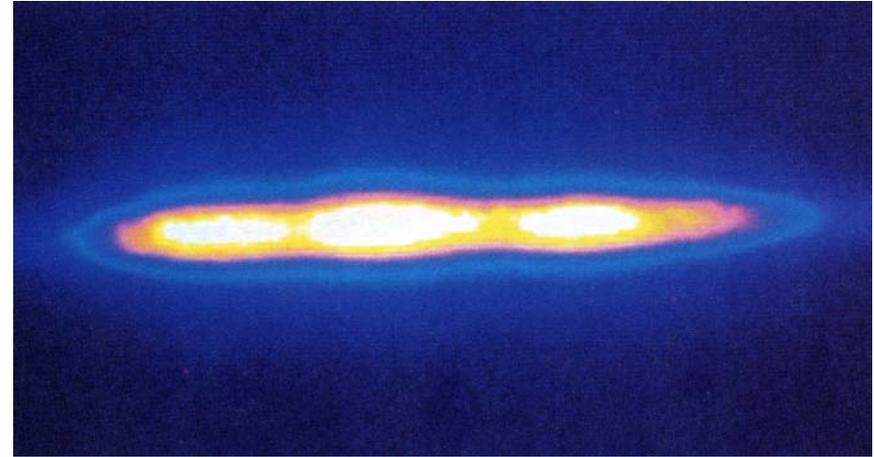
Expulsion des électrons de la région centrale du faisceau par la force pondéromotrice, conduisant à une diminution de n_0 au centre, et donc à une augmentation de n .

Intérêt de ces effets

Augmenter la distance sur laquelle les électrons sont accélérés.



Principe de l'expérience



Résultats

**Figures extraites de
Clefs CEA N° 41
Été 1999**

Source de photons gamma

Diffusion Compton vers l'arrière de photons optiques par des électrons de grande énergie de direction opposée

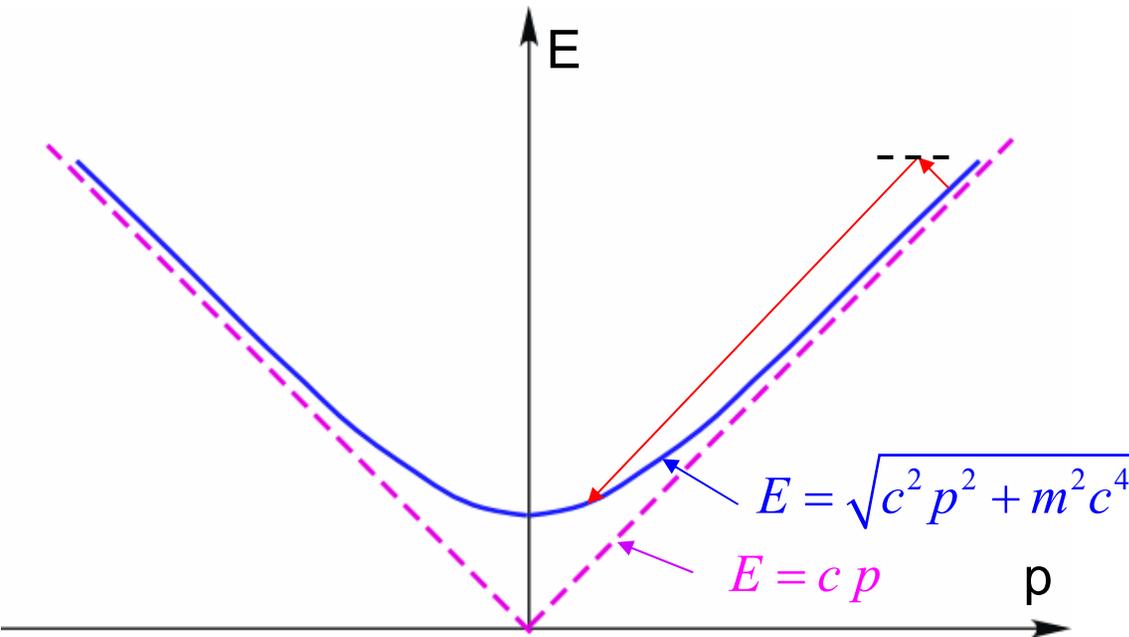


Diagramme E-p dans le domaine relativiste

L'effet Compton vers l'arrière peut aussi être considéré comme un effet Raman vers l'arrière entre 2 états du diagramme E-p

Si l'électron a une énergie très élevée devant mc^2 , le photon Compton vers l'arrière a une énergie très supérieure à celle du photon incident.