

Chaire de Physique Quantique-Cours 2014-2015

5^{ème} leçon - 7 Avril 2015

V.

La passion de la précision et la mesure du temps

Les progrès de la spectroscopie de haute résolution, micro-onde et optique, ont été corrélés au cours des cinquante dernières années à ceux de la métrologie du temps. Les horloges ont gagné 9 à 10 ordres de grandeur en précision, en particulier grâce au développement de la mesure directe des fréquences optiques rendue possible par l'invention il y a une quinzaine d'année des peignes de fréquence. Nous analysons dans cette leçon ces avancées spectaculaires et essayons d'esquisser quelques pistes pour le futur de cette physique de la précision extrême.

Plan de la cinquième leçon

V-A: Des mesures de plus en plus précises: exemple de l'hydrogène

V-B: Une brève histoire de la mesure du temps, des pendules aux horloges atomiques

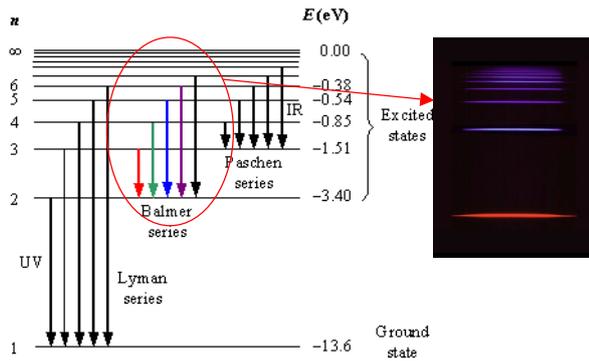
V-C: La révolution des peignes de fréquence

V-D: Les horloges optiques à ions et à atomes neutres: principe et applications

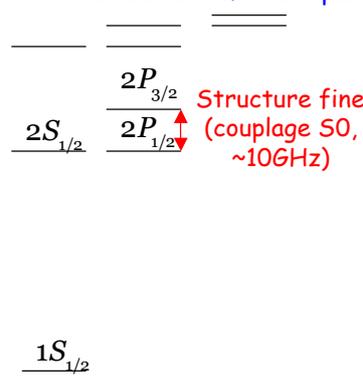
V-A: Des mesures de plus en plus précises: exemple de l'hydrogène

Le plus simple des atomes a servi de banc d'essai à la spectroscopie de haute résolution, en mettant en œuvre des méthodes de plus en plus précises. La comparaison avec la théorie donne des nouvelles valeurs de constantes fondamentales et permet des tests de l'électrodynamique quantique. Recherches menées par T.W.Hänsch sur une période de 40 ans. Travaux importants du groupe de l'ENS de F.Biraben et L.Julien.

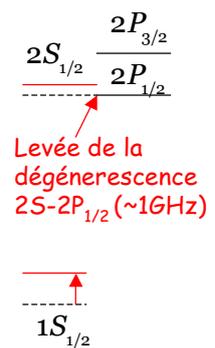
Ces diagrammes ne tiennent pas compte de la structure hyperfine (magnétisme du proton).
Le Lamb shift n'est pas à l'échelle



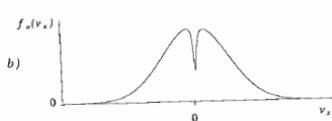
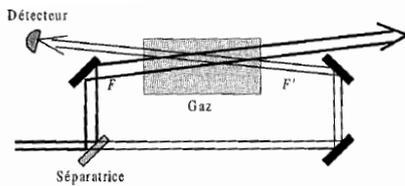
Bohr-Schrödinger (non relativiste)



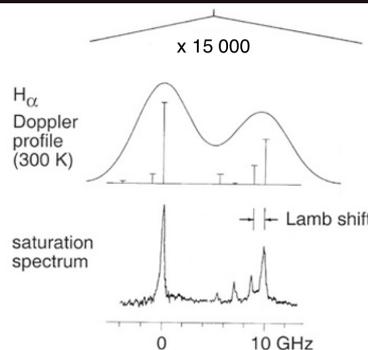
Dirac (relativité, spin)



QED (Lamb shift)

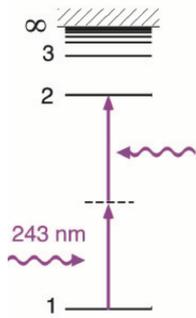


Premier spectre de la raie Balmer alpha de H avec un laser en impulsion par spectroscopie de saturation sans effet Doppler: résolution de la structure fine et du Lamb-shift du niveau n=2 (1972)



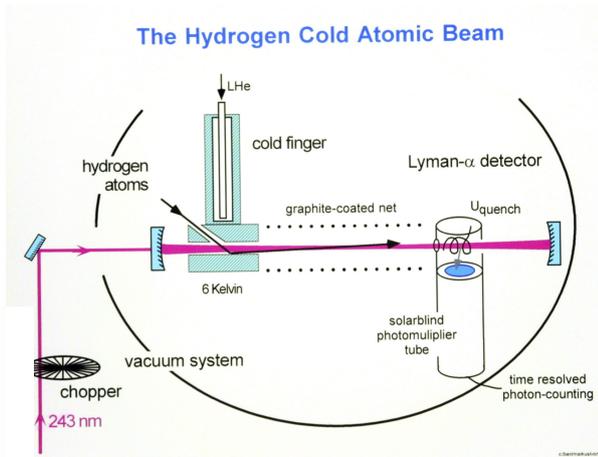
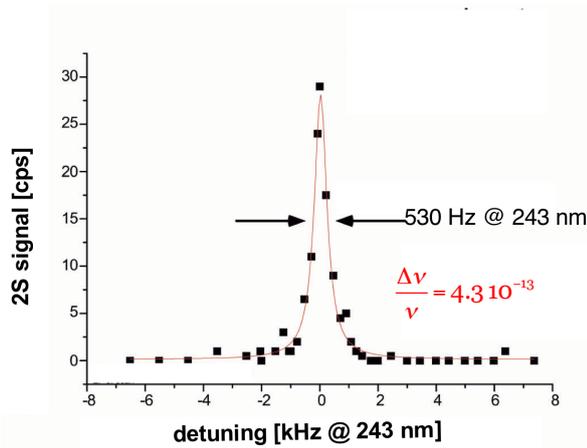
T.W. Hänsch, I.S. Shahin, and A.L. Schawlow, Nature 235, 63 (1972)

Spectroscopie à deux photons de la raie 1S-2S



(natural line width: 1.3 Hz)

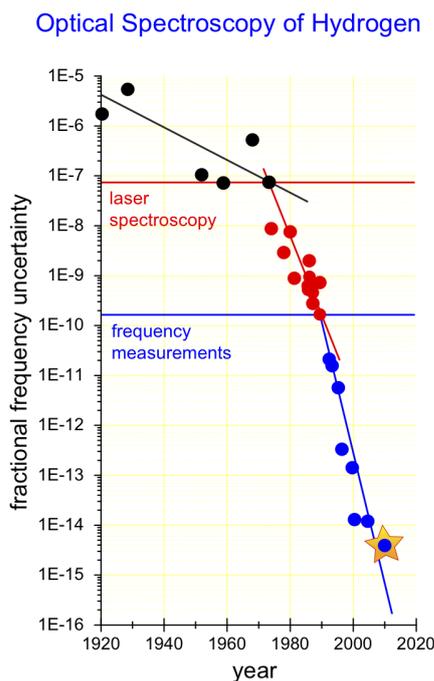
(Expérience du groupe de T.Hänsch à Garching, cf séminaire de T.Udem du 17 Mars 2015)



Élimination de l'effet Doppler. Un gain de l'ordre de 1 million sur la largeur de raie depuis les premiers spectres des années 1970!

Les progrès de la spectroscopie optique de H et la précision métrologique qui en résulte

C.G.Parthey et al, PRL 107, 203001 (2011)



**Fréquence de la raie 1S-2S de H:
2 466 061 413 187 035 ± 10 Hz**

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 4.2 \cdot 10^{-15}$$

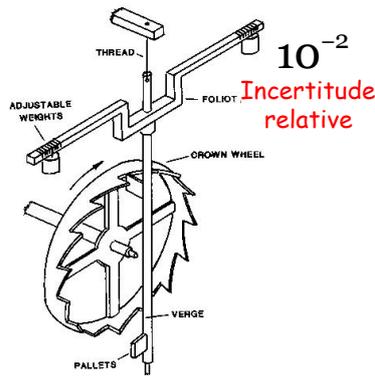
**Constante de Rydberg:
R = 10 973 731, 568527 (73) m⁻¹**

$$\frac{\Delta R}{R} = 6 \cdot 10^{-12}$$

**Lamb-shift de l'état 1S:
8 172,876(29)MHz**

Pour atteindre ces précisions, les raies optiques fines ne suffisent pas... il faut être capable de compter des fréquences optiques, ce qui a entraîné une révolution dans la mesure du temps...

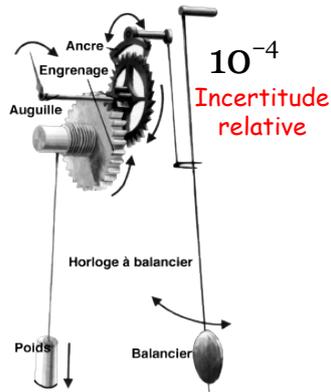
V-B: Une brève histoire de la mesure du temps, des pendules aux horloges atomiques



14ème siècle:
Horloge mécanique
à foliot

10^{-2}

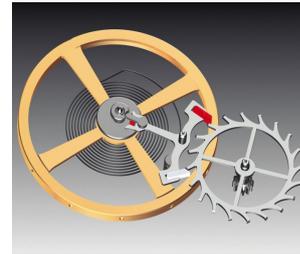
Incertitude
relative



17ème siècle:
Pendule
(Galilée, Huyghens)

10^{-4}

Incertitude
relative

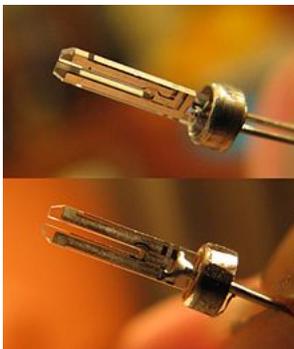


18ème siècle:
Montre/chronomètre
de marine à ressort
(Hook, Harrison)
Navigation
(mesure des longitudes)

10^{-6}

Incertitude
relative

Le principe: un oscillateur mécanique est couplé à un mécanisme d'échappement qui fournit l'énergie compensant les pertes et compte le nombre de périodes..



**Cristal de quartz
taillé en forme
de diapason
vibrant à 2^{15} Hz**

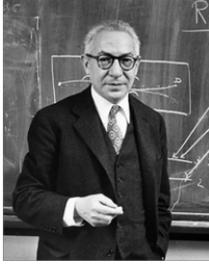
Les horloges à quartz (~1920)

Mariage d'oscillations mécanique et électrique

Horloges exploitant l'effet piézoélectrique (P. et J. Curie-1880): les vibrations mécaniques d'un cristal de quartz entraînent l'apparition de charges oscillantes à sa surface qui couplent la vibration mécanique à l'oscillation d'un circuit électrique. Ce circuit joue le rôle de l'échappement des horloges mécaniques. Un circuit diviseur de fréquence permet de compter un nombre de périodes multiple de 2 qui est affiché sur un écran analogique ou digital. **Incertitude sur un jour $\sim 10^{-8}$ - 10^{-9}**

En 6 siècles, la mesure du temps est passée d'une incertitude d'un quart d'heure par jour (horloge à tour mécanique) à une centaine de microsecondes par jour (meilleures horloges à quartz).

Limitations des horloges basées sur des oscillateurs "fabriqués":
pas de référence absolue de fréquence, dérives liées à l'environnement et à l'usure...



I. Rabi

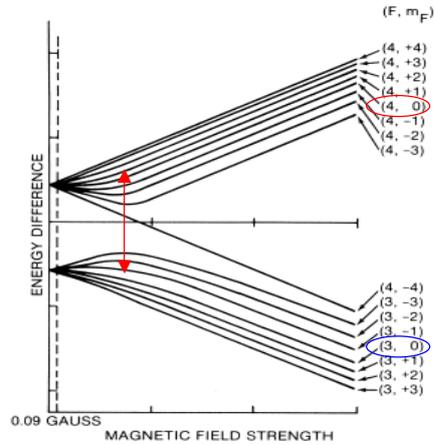
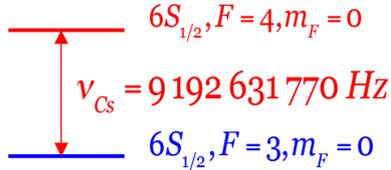
L'horloge atomique à Césium

Principe de l'horloge atomique suggéré en 1944 par Rabi, inventeur des jets moléculaires et de la résonance magnétique



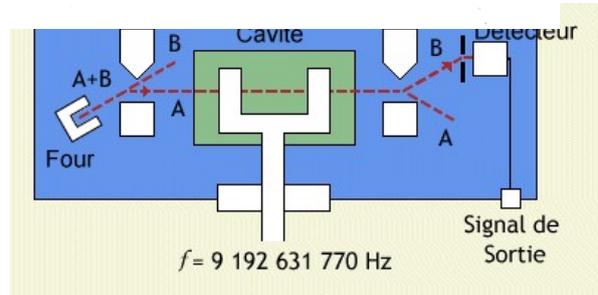
N. Ramsey

Transition hyperfine du Césium



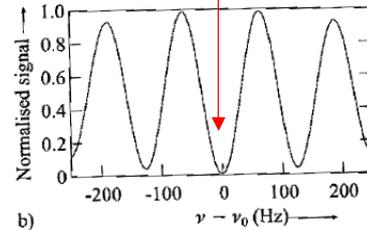
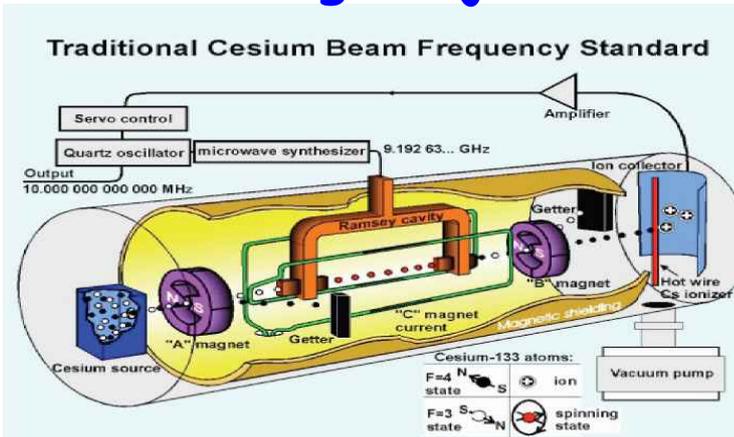
Effet Zeeman de l'état 6S de Cs

Champ "magique" dans lequel la transition $0 \rightarrow 0$ est (presque) insensible au champ. Sélection des états initial et final par aimants Stern et Gerlach (état $F=3, m_F=0$ attiré par les grands champs et $F=4, m_F=0$ par les champs faibles). détectée par la méthode de Ramsey des champs séparés dans le temps. Asservissement de la fréquence rf au centre de la résonance.



Horloge à jet thermique de Césium

Asservissement de la fréquence rf à la frange centrale



Incertitude relative de la fréquence de l'horloge:

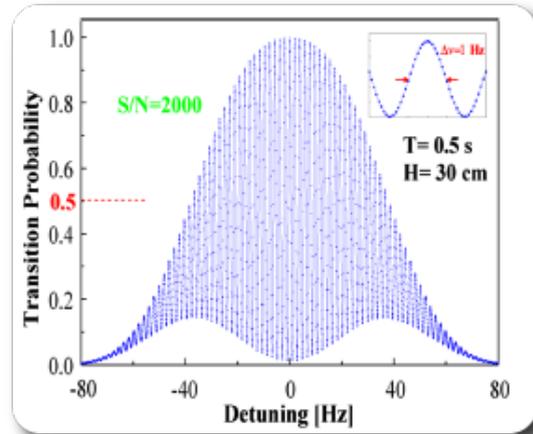
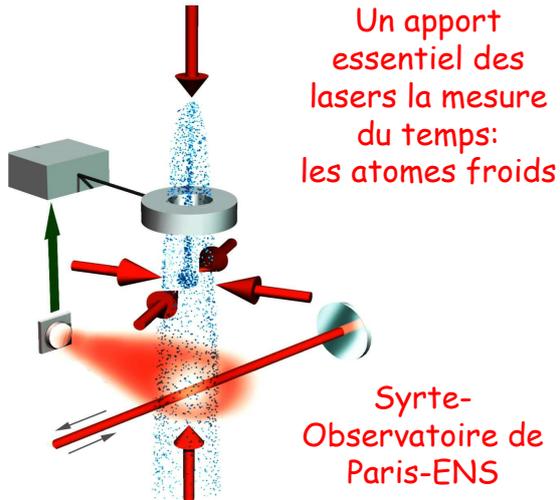
$$\sigma_A = \frac{\Delta\nu_{frange}}{\pi\nu_{Cs}} \frac{1}{(S/B)} \sim \frac{1}{\pi\nu_{Cs} T_{Ramsey}} \frac{1}{(S/B)}$$

Le rapport signal sur bruit S/B est principalement dû au bruit de projection quantique, lié au caractère probabiliste de la détection atomique. Il varie comme la racine du nombre d'atomes détectés, donc en $\sqrt{\tau}$ (τ : temps total de mesure). Typiquement, $S/B \sim 10^3 \sqrt{\tau/s}$ et $T_{ramsey} \sim 10^{-2} s$ pour une horloge de métrologie d'où:

$$\sigma_A \sim 5 \cdot 10^{-12} / \sqrt{\tau/s}$$

L'incertitude relative (variance de Allan en terme technique) varie en $\tau^{-1/2}$ jusqu'à $\tau \sim 10^5$ à $10^6 s$, temps au delà duquel σ_A atteint un plancher, puis remonte (incertitudes liées en particulier à des dérives lentes de l'oscillateur). La stabilité ultime est donc $\sim 10^{-14}$ sur un jour soit 10^5 fois mieux qu'un oscillateur à quartz.

L'horloge à césium fontaine (SYRTE/NIST/PTB)



Les atomes traversent la zone rf deux fois (à la montée et à la descente). La préparation et la détection des états se fait optiquement: on pompe les atomes dans $F=3$ optiquement et on compte par leur fluorescence les atomes qui traversent le laser de détection horizontal accordé sur la transition issue de $F=4$.

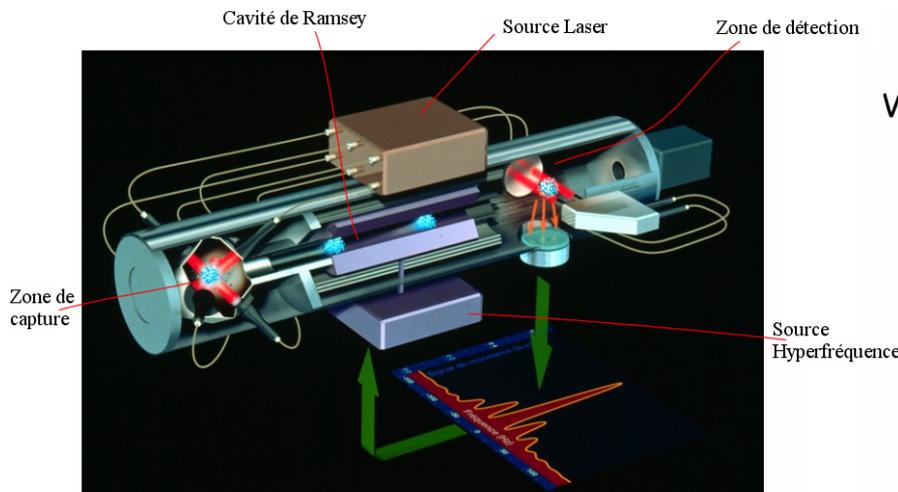
En utilisant des atomes refroidis par laser lancés verticalement à partir d'une MOT on allonge T_{Ramsey} d'un facteur 100 ($\sim 1\text{s}$ au lieu de 10^{-2}s).

$$\sigma_A \sim 5 \cdot 10^{-14} / \sqrt{\tau / \text{s}}$$

$$\sigma_A \text{ limite} \sim 10^{-16} (\tau \sim 1 \text{ jour})$$

L'horloge PHARAO (CNES)

Projet d'**H**orloge **A**tomique par **R**efroidissement d'**A**tomes en **O**rbite
(installation dans la station spatiale internationale prévue en 2016)



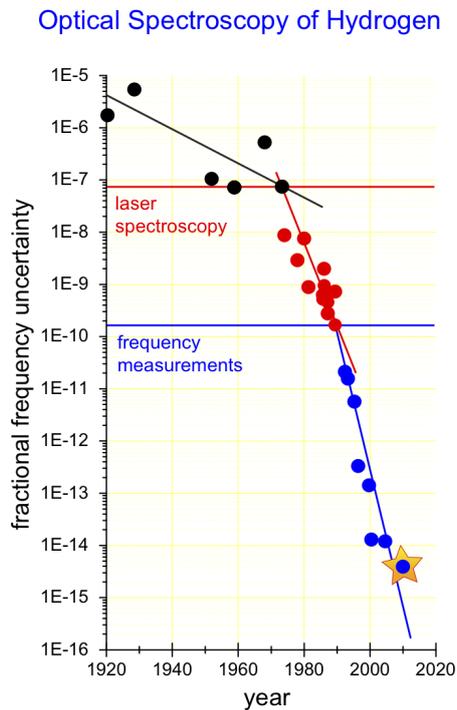
Vitesse atomique de quelques cm/s

$$T_{\text{Ramsey}} \sim 10\text{s}$$

Instabilité limite attendue (sur 1 jour)

$$\sigma_A \sim 10^{-16} - 10^{-17}$$

V-C: La révolution des peignes de fréquence

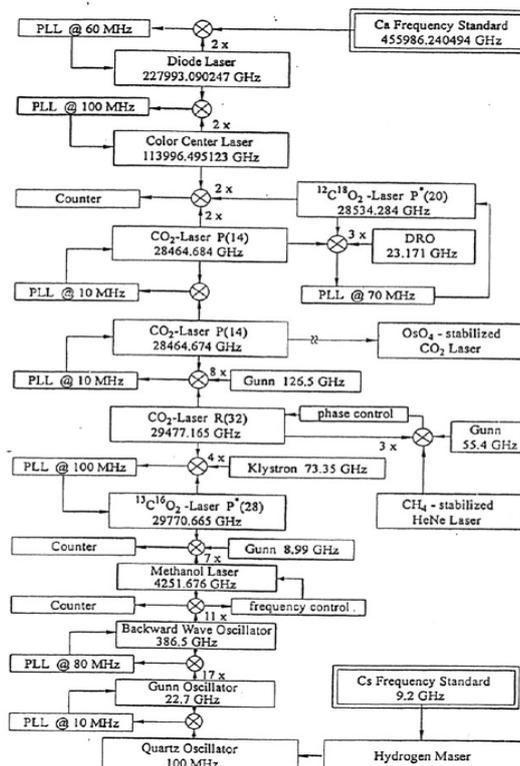


Les horloges atomiques "standard" à Césium (ou à Rubidium ou à Hydrogène) fonctionnent dans le domaine des radiofréquences et ne permettent pas de mesurer facilement des fréquences optiques beaucoup plus élevées. Jusque dans les années 2000, les mesures de fréquences de transitions optiques (comme celle de l'Hydrogène) se faisaient à l'aide de "chaînes de fréquences" très complexes impliquant la comparaison de proche en proche d'oscillateurs de fréquences de plus en plus élevées, en exploitant des processus non-linéaires. L'avènement **des peignes de fréquence** a considérablement simplifié l'établissement d'un pont entre radiofréquences et fréquences optiques, augmenté la précision des mesures optiques et surtout a ouvert la voie au développement de nouvelles horloges atomiques comptant les périodes d'un champ lumineux, apportant un gain en précision substantiel par rapport aux horloges atomiques micro-onde.

Le pont entre fréquences radio et fréquences optiques

Comment mesurer une fréquence optique avant les peignes de fréquence: un hangar plein de lasers et d'équipement électronique!

Chaîne de fréquence du PTB à Braunschweig (Allemagne) en 1999



Laser à diode stabilisé sur une raie de Ca à 657 nm ($\sim 4,5 \cdot 10^{14}$ Hz)

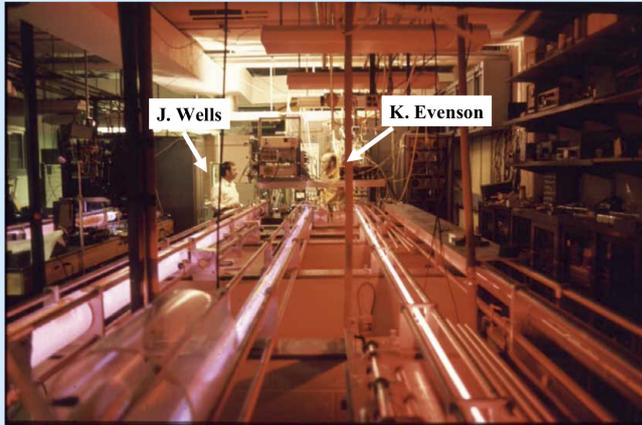
Chaîne de mesure par multiplication de fréquences ($\times \sim 5 \cdot 10^4$)

Horloge Césium à $9,2 \cdot 10^9$ Hz

Un résultat remarquable des chaînes de fréquence (1972): La mesure de la vitesse de la lumière et la définition du mètre (Evenson, Hall et al, PRL 29, 1346 (1972))

The First NBS Optical Frequency Chain

NBS (NIST): measurement of speed of light, 1972



J. L. Hall & J. Ye, "NIST 100th birthday", Optics & Photonics News 12, 44, Feb. 2001

Expériences très complexes, possibles seulement dans un petit nombre de labos de métrologie...

Mesure interférométrique de la longueur d'onde d'un laser He-Ne stabilisé sur la raie à 3,39 mm de CH₄ et mesure de sa fréquence avec la première chaîne de fréquence du NIST: le produit donne une valeur très précise de c.

Cette expérience conduisit à fixer c et à définir le mètre à partir de la mesure du temps:

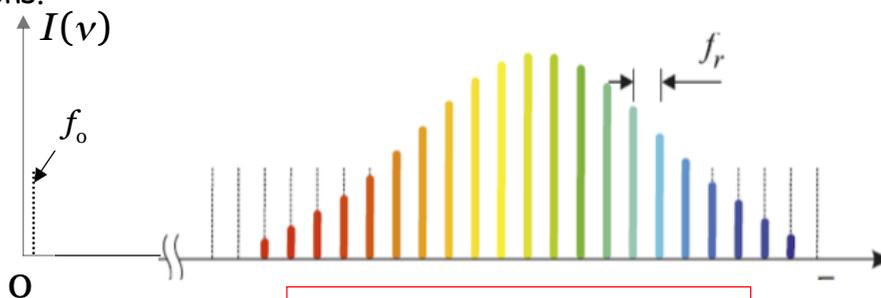
$$\nu_{\text{CH}_4} = 88\,376\,181\,627 \pm 50 \text{ kHz}$$

$$\lambda_{\text{CH}_4} = 3\,392,231\,390 \pm 0.000\,01 \text{ nm}$$

$$c = \lambda_{\text{CH}_4} \times \nu_{\text{CH}_4} = 299\,792\,458 \text{ m/s}$$

Les peignes de fréquence (T.Hänsch-J.Hall)

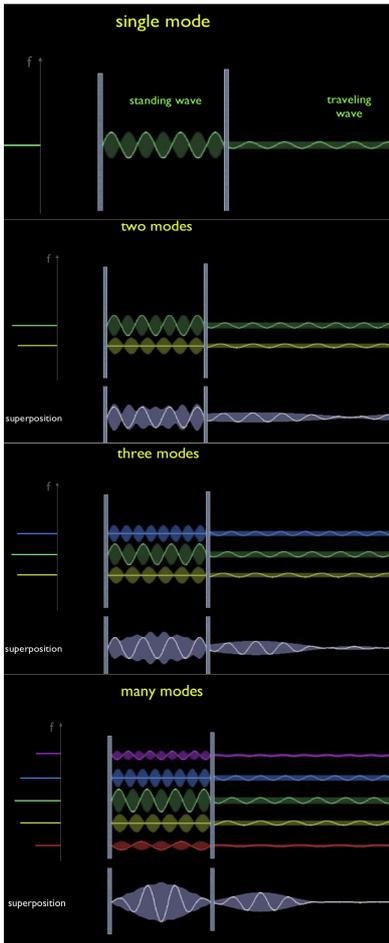
Un laser oscillant sur une superposition de centaines de milliers de modes équidistants en fréquence et verrouillés en phase. Le battement de ces modes réalise un train d'impulsions femtosecondes, chacune durant quelques périodes optiques. L'espacement entre les modes, f_r , est égal à la fréquence de répétition des impulsions.



$$f_p = f_0 + p f_r$$

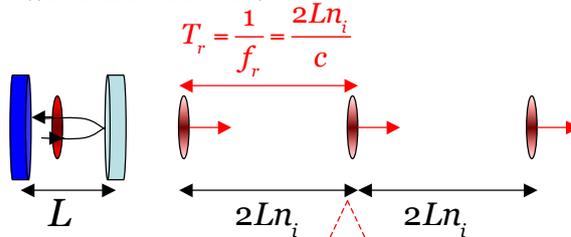
↙ offset ↘ Fréquence de répétition

- Quel est le mécanisme de verrouillage des modes ("mode locking")?
- Comment étendre la distribution des fréquences sur un octave optique?
- Comment mesurer la valeur absolue de leur fréquence (calibration du peigne)?
- Comment utiliser le peigne pour des mesures spectroscopiques?
- Comment l'utiliser comme échappement d'horloges atomiques optiques?
- Quelles autres utilisations possibles (voir leçon 6)?

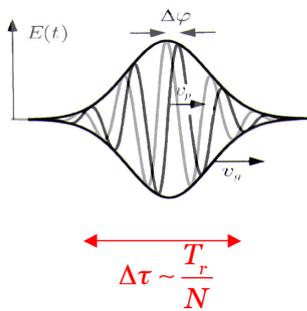


Battement de N modes:

Description temporelle: un paquet d'onde fait des allers-retours entre les miroirs avec une période $T_r = 2Ln_i/c$ (n_i : indice du milieu laser). A chaque rebond sur le miroir de sortie une petite partie du champ s'échappe, formant un train d'ondes de périodicité T_r . La durée de chaque pulse est de l'ordre de l'inverse de la largeur spectrale du peigne, soit T_r/N où N est le nombre de "dents".

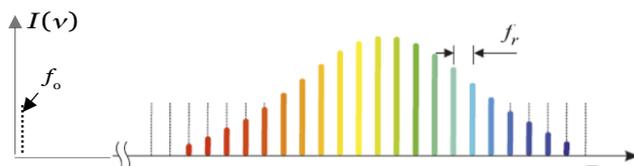


Déphasage $\Delta\varphi_{PE}$ entre porteuse et enveloppe des pulses variant linéairement d'un pulse au suivant



$\Delta\varphi_{PE}$ est dû à la différence entre vitesse de phase et de groupe et est lié à l'offset f_0

Offset de fréquence et déphasage porteuse-enveloppe



Le spectre du peigne est la transformée de Fourier du train de pulses:

$$\mathcal{E}(\omega) = \int dt \sum_p E(t + pT_r) e^{i(\omega t + p\Delta\varphi_{PE})} = \left[\sum_p e^{ip(\Delta\varphi_{PE} - \omega T_r)} \right] \int dt E(t) e^{i\omega t}$$

Peigne de fréquences telles que $\Delta\varphi_{PE} - \omega T_r$ est multiple de 2π

Enveloppe du spectre centrée en $\omega = \omega_c$, de largeur $1/\Delta\tau = Nf_r$

$$\omega T_r - \Delta\varphi_{PE} = 2k\pi \rightarrow \nu_k = \frac{\omega_k}{2\pi} = k f_r + \frac{\Delta\varphi_{PE}}{2\pi T_r} = k f_r + f_0 \quad \text{avec} \quad f_0 = \frac{\Delta\varphi_{PE}}{2\pi} f_r$$

Les quantités $\Delta\varphi_{PE}$ et f_0 sont liées aux propriétés dispersives du milieu laser et sont proportionnelles à la différence des inverses de ses vitesses de groupe et de phase:

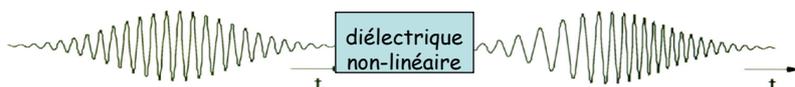
$$\Delta\varphi_{PE} = 2L\omega_c \left[\frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_p} \right] ; \quad v_p = \frac{c}{n_i(\omega_c)} ; \quad v_g = \frac{c}{n_i(\omega_c) + \omega_c \frac{dn_i}{d\omega}|_{\omega=\omega_c}} \quad \omega_c/2\pi: \text{ fréquence centrale (porteuse)}$$

Mécanisme de verrouillage des modes ("mode locking")

Le laser généralement utilisé a pour milieu amplificateur un cristal de Titane - saphir pompé par laser vert (laser à Argon ou diode laser). Il émet dans sa fenêtre de gain sur un grand nombre de modes séparés de $2n_i L/c$. Afin d'obtenir un peigne de fréquence, il faut que les modes soient verrouillés en phase, pour interférer constructivement à des instants précis. Le "mode-locking" des lasers est connu depuis les années 1960. Il est dû au couplage non-linéaire entre modes en compétition pour extraire de l'énergie du milieu amplificateur. On exploite ici l'effet "lentille Kerr" (KLM pour "Kerr Lens Mode-Locking"). L'indice n_i du milieu dépend de l'intensité du champ en chaque point. Le profil transversal gaussien du champ crée un gradient d'indice équivalent à une lentille qui focalise le champ. En diaphragmant le faisceau dans la cavité aux points de focalisation, on favorise la transmission d'un champ de grande intensité par rapport à un champ faible, absorbé par les bords du diaphragme. En se verrouillant en phase, les modes ont un gain plus grand que s'ils oscillent avec des phases aléatoires. Noter que le principe du "mode locking" d'oscillateurs couplés a été observé pour la première fois par Huyghens sur deux pendules accrochés au mur de sa chambre qui avaient tendance, au bout d'un certain temps à osciller à l'unisson... C'était déjà du "mode locking"...

Un laser à modes verrouillés oscille sur quelques centaines ou milliers de mode, pas sur un octave. Voyons maintenant comment on étend son spectre de fréquences.

Peigne de fréquence en "lumière blanche"



modulation de phase d'un pulse laser traversant un diélectrique non linéaire

La fenêtre de fréquence du peigne est augmentée en l'envoyant dans une fibre optique. La non-linéarité du verre produit une variation temporelle de l'indice pendant le temps très court des pulses, induisant un effet de modulation de phase qui étale le spectre. On peut dire aussi que le couplage non linéaire génère par battements des modes supplémentaires, dont les fréquences, combinaisons des modes initiaux, sont des multiples de f_0 . L'effet de non-linéarité est renforcé dans des fibres creuses en ruches d'abeille (figure).

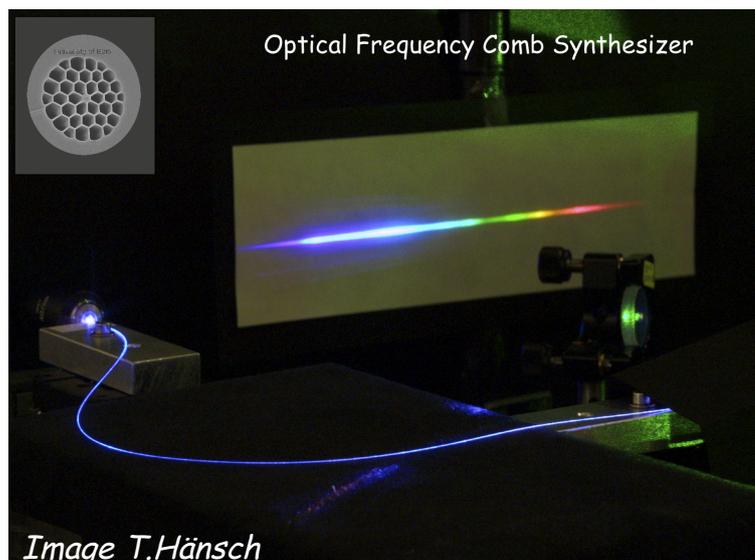
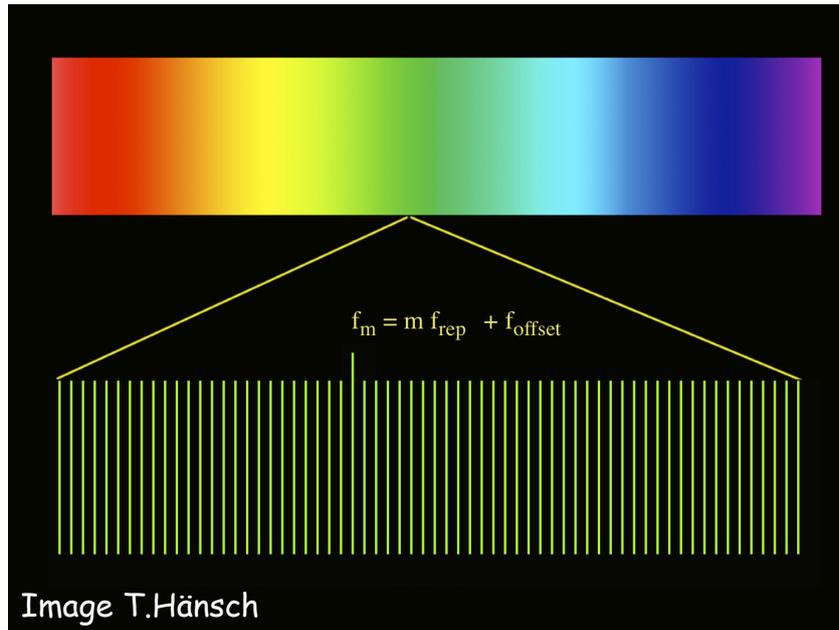


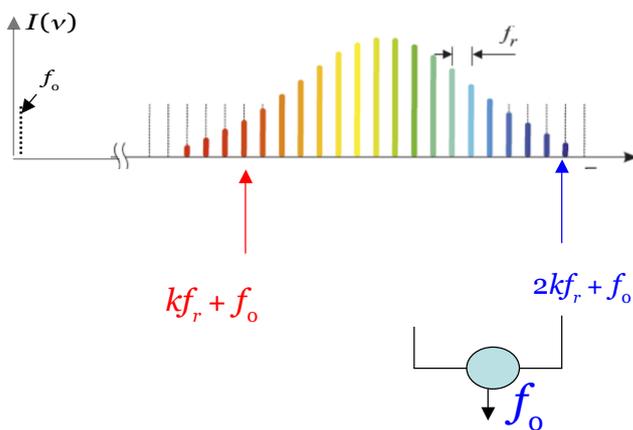
Image T.Hänsch

Le spectre étalé s'étend sur plus d'un octave et ressemble (à basse résolution) à celui de la lumière blanche du soleil

Calibration du peigne: mesure de f_r et f_0



Générateur calibré de peigne de fréquence



Mesurer f_0 par battement entre l'harmonique 2 d'un mode de la partie basse fréquence du peigne et le mode voisin de la fréquence double dans la partie haute fréquence. Déterminer f_r en comptant la fréquence du train d'impulsions. Pour asservir f_0 et f_r (mesurés par horloge à Cs) on ajuste respectivement la longueur L et l'intensité du laser.

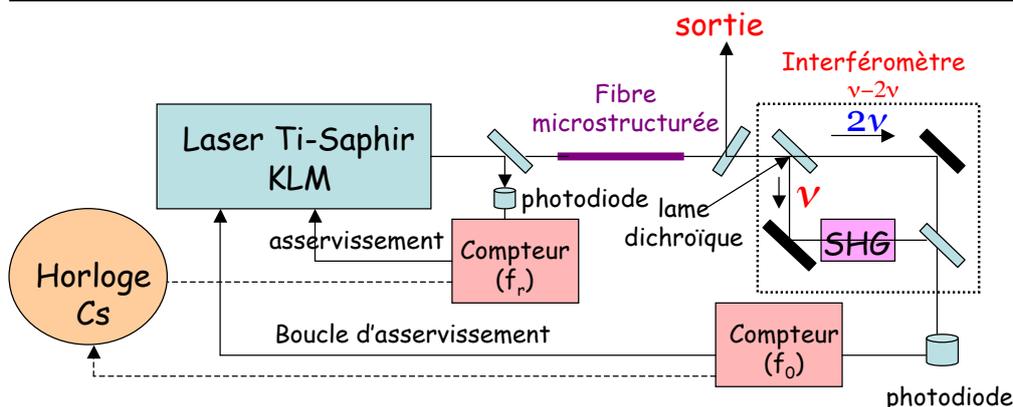
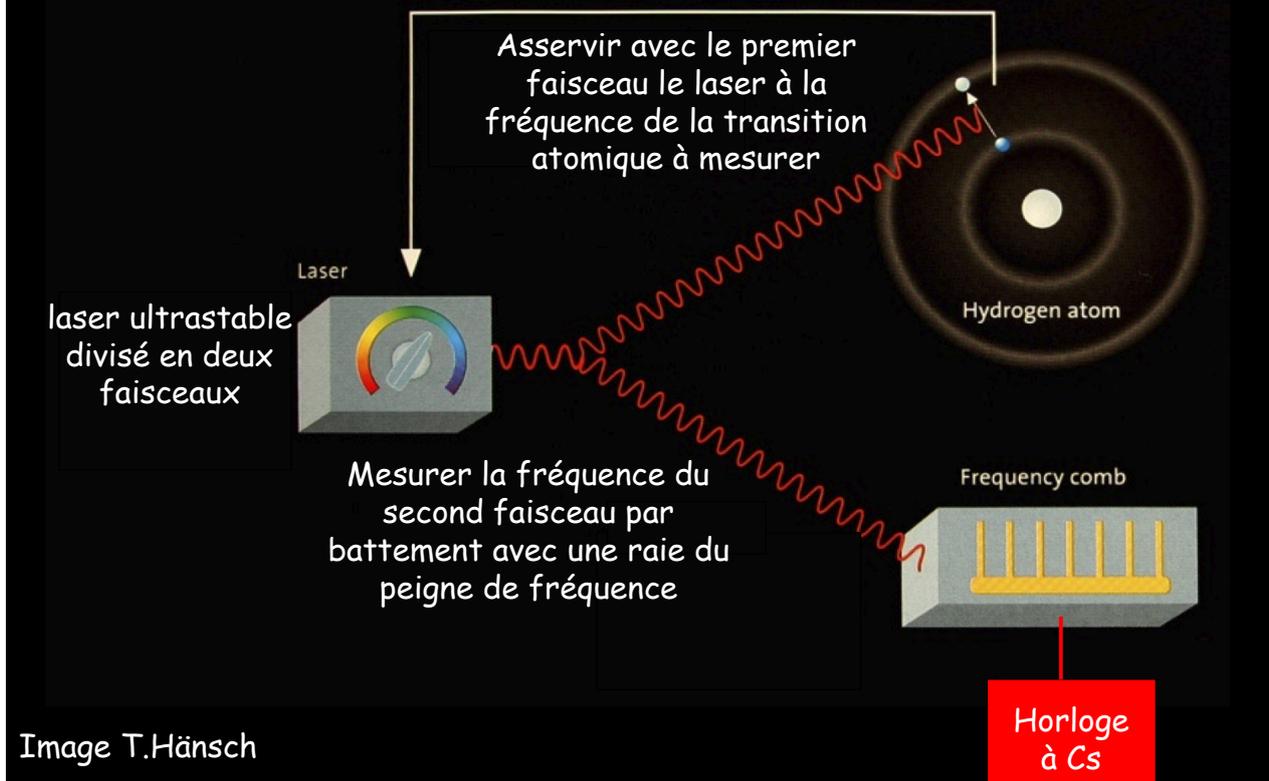


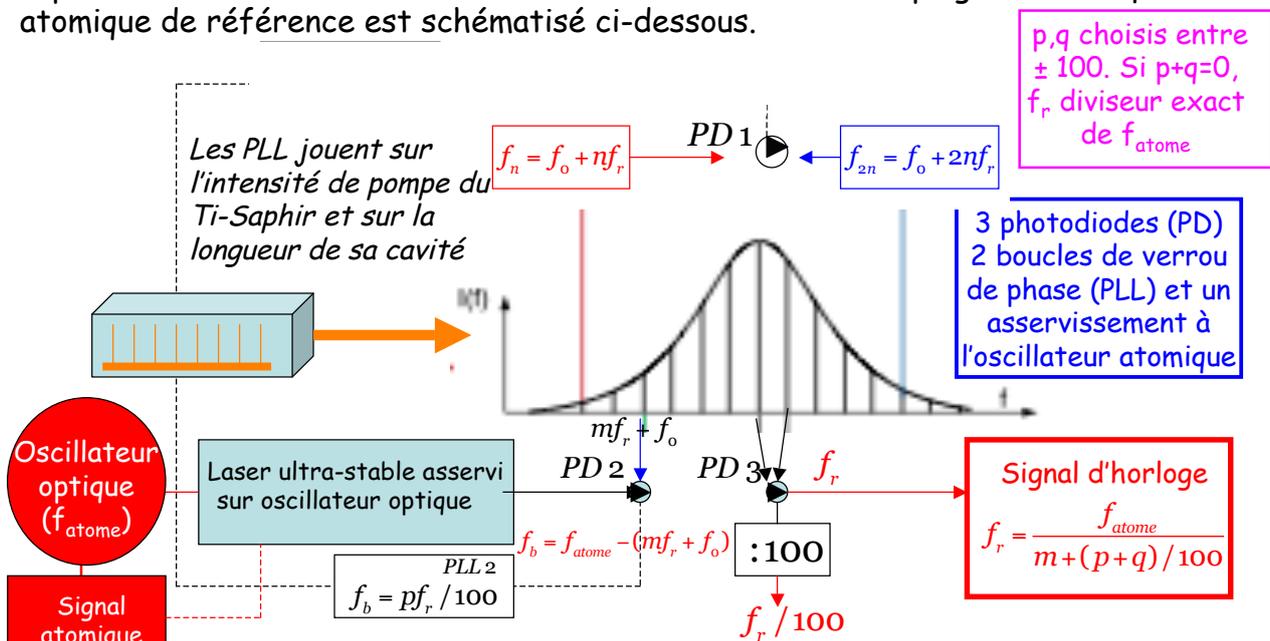
Schéma de principe du spectroscopie à peigne de fréquence

Mesurer la fréquence d'une transition optique

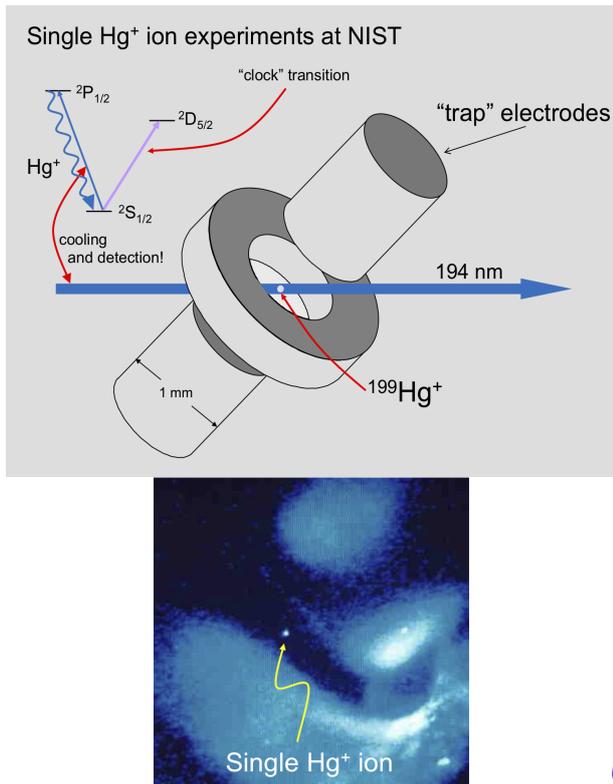


Principe des standards de fréquence optiques

Au lieu d'utiliser les peignes comme multiplicateurs de ν_{rf} mesurant des fréquences optiques à partir du standard Cs, les horloges optiques les exploitent comme diviseurs de fréquence se référant à la fréquence d'un oscillateur atomique ultra-stable. Le facteur de qualité extrêmement élevé des transitions optiques vers des niveaux métastables, donne à ces horloges une stabilité et une précision supérieures aux standards micro-onde. L'asservissement du peigne à la fréquence atomique de référence est schématisé ci-dessous.



V-D: Les horloges optiques à ions et à atomes neutres

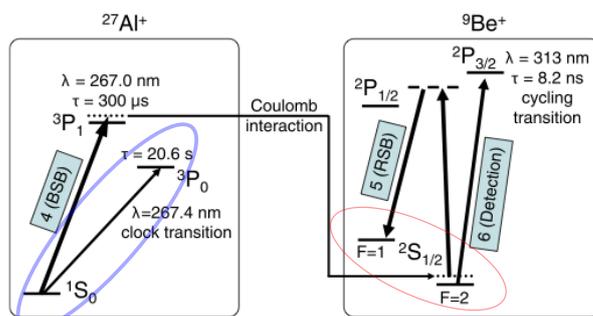


Première horloge à ion unique (Hg⁺)
 La transition quadripolaire électrique $^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$ à $1,064 \cdot 10^{15}$ Hz (282 nm) est excitée par un laser ultrastable (largeur de raie 0.2 Hz) à 563 nm doublé en fréquence. La largeur naturelle de la raie est 2 Hz. L'ion est refroidi et détecté par sa fluorescence sur la transition "intense" uv $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ à 194 nm. La raie d'horloge est enregistrée en observant la fréquence des sauts quantiques de l'ion sur la transition $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ lorsque le laser ultrastable est balayé (disparition de la fluorescence lorsque l'ion est porté dans $^2D_{5/2}$). Le battement de ce laser avec le peigne sert à asservir le taux de répétition et l'offset de ce dernier (schéma page précédente).

Instabilité relative $\sim 7 \cdot 10^{-15}/\sqrt{\tau}$.

(S.Diddams et al, Science 293, 825 (2001).)

Horloge à ion Al détecté par couplage avec ion "lecteur"



Transition horloge: $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ de Al⁺

Copie du qubit horloge sur qubit lecture (ici Be⁺):

Pulse $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ sur 1^{ère} "blue side band" (BSB sur Al⁺)

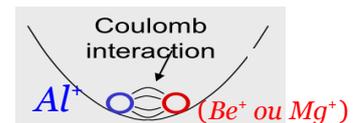
$$|^1S_0\rangle_{Al} \otimes |n=0\rangle \otimes |F=2\rangle_{Be} \rightarrow |^3P_1\rangle_{Al} \otimes |n=1\rangle \otimes |F=2\rangle_{Be}$$

Pulse Raman $F=2 \rightarrow F=1$ sur "red side band" RSB (Be⁺):

$$|^3P_1\rangle_{Al} \otimes |n=1\rangle \otimes |F=2\rangle_{Be} \rightarrow |^3P_1\rangle_{Al} \otimes |n=0\rangle \otimes |F=1\rangle_{Be}$$

Détection: cycles sur raie $F=2 \rightarrow ^2P_{3/2}$ de Be⁺

$$|^1S_0\rangle_{Al} \Rightarrow \text{pas de photons Be}^+ ; |^3P_0\rangle_{Al} \Rightarrow \text{photons Be}^+$$



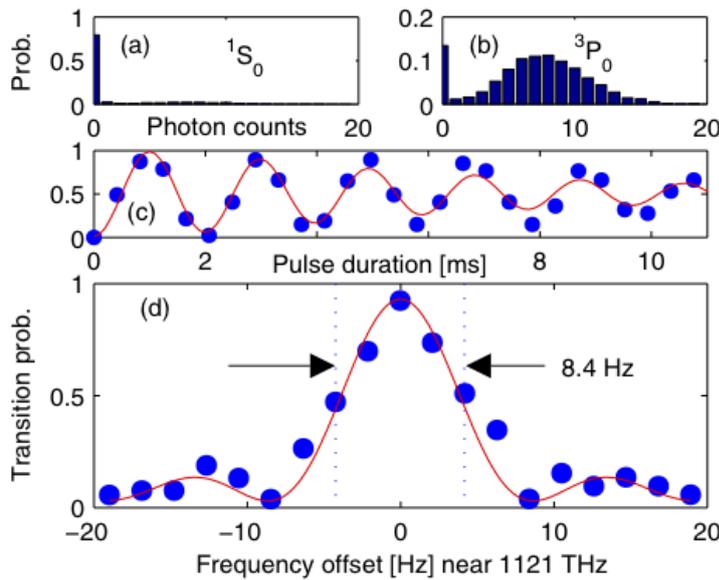
Avantages de Al⁺: raie horloge très fine, très peu sensible aux champs E et B.

Inconvénient: pas de transition commode de refroidissement et lecture.

Solution: utiliser en tandem Al⁺ avec un ion auxiliaire (Be⁺ ou Mg⁺). Cet ion refroidi par laser se thermalise avec Al⁺ par "sympathie" (via couplage de Coulomb). Une porte quantique copie le "qubit" d'horloge ($^1S_0, ^3P_0$) sur le "qubit" de lecture ($F=1, F=2$ dans le cas de Be⁺) en excitant 1 phonon d'un mode commun de vibration.

Le signal de l'horloge Al⁺-Be⁺

T.Rosenband et al, Phys.Rev.Lett. 98, 220801 (2007)



L'état du qubit horloge est mesuré par absence ou présence de photons détectés sur Be

Oscillation de Rabi sur la transition horloge détectée par la fluorescence de l'ion de lecture

Raie de résonance horloge:
 Probabilité de transition vers ³P₀ (excitation de 100 ms) en fonction de la fréquence du laser interrogeant le qubit horloge

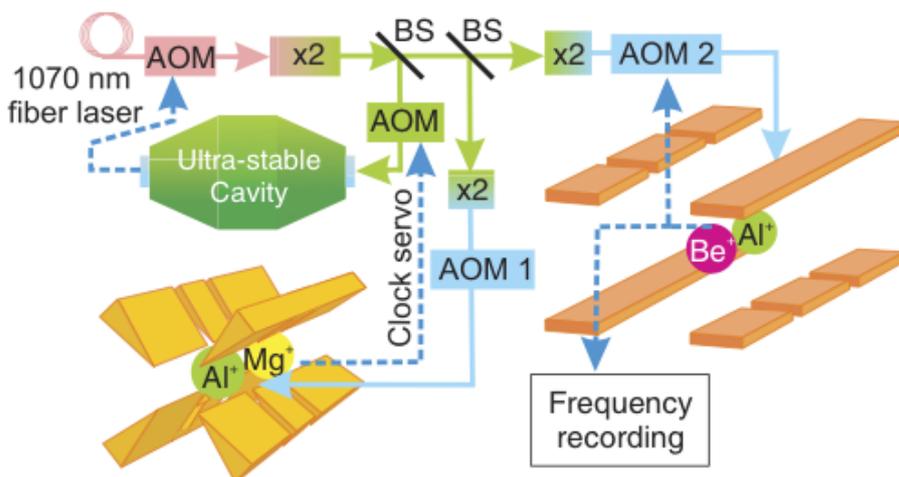
Fréquence mesurée par un spectromètre à peigne de fréquence avec comme référence une horloge micro-onde:

$$\nu_{Al} = 1\,121\,015\,393\,207\,851(6) \text{ Hz}$$

L'incertitude vient de l'horloge microonde... Pour tester la stabilité de cette horloge, il faut la comparer à une autre du même type

Comparaison de deux horloges à ion Al⁺

Une horloge Al-Be et une horloge Al-Mg. Le même laser à fibre à 1070 nm, dont l'harmonique 2 est stabilisé sur une cavité ultra-stable, excite par son harmonique 4 les deux ions Al. Le modulateur acousto-optique (AOM) est utilisé pour verrouiller le laser à fibre sur la transition horloge Al-Mg, avec un "offset" de fréquence fixe imposé par le modulateur AOM1. La fréquence d'interrogation de l'horloge Al-Be est verrouillée par le modulateur AOM2. La différence des fréquences appliquées à AOM1 et AOM2 représente la différence de fréquence des horloges.



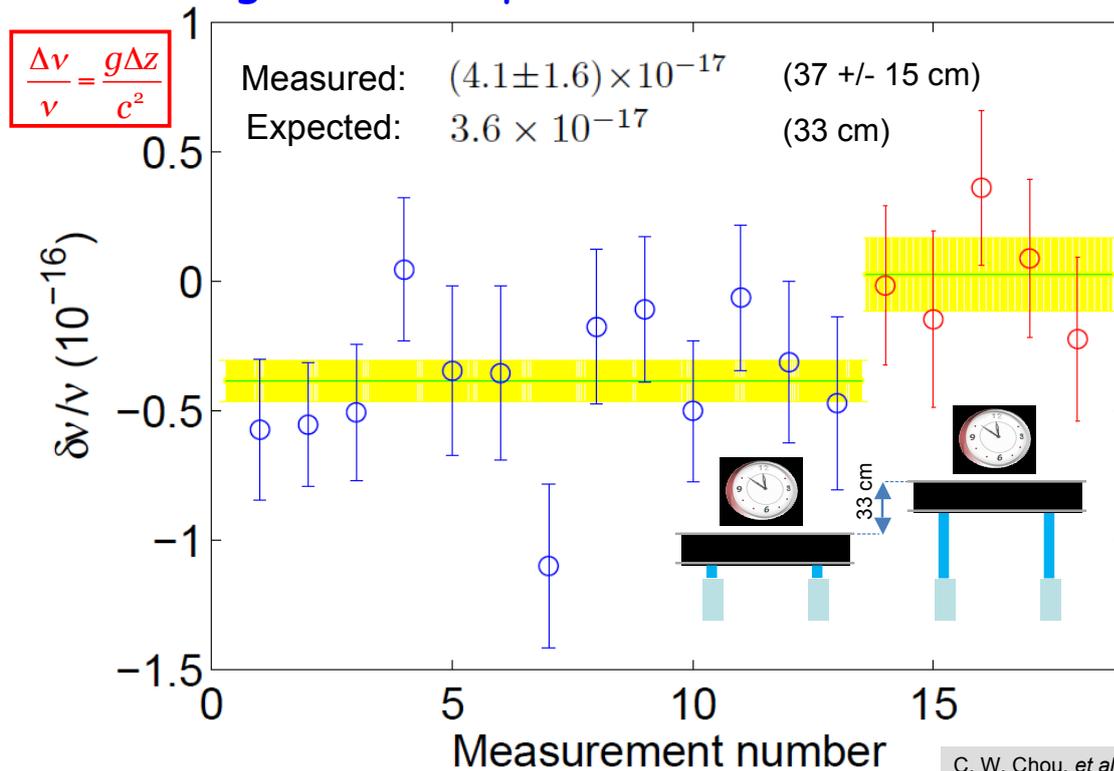
Incertitude relative
 $\sigma = 2.8 \cdot 10^{-15} \tau^{-1/2}$

Différence des fréquences moyennées sur un jour (limite de la précision):

$$\sim 10^{-17}$$

C.W.Chou et al, Phys.Rev.Lett. 104, 070802 (2010)

Test de relativité générale: différence de fréquence de 2 horloges à Al⁺ séparées verticalement de 33 cm!



C. W. Chou, et al.
 Science **329**, 1630 (2010)

Horloge optique à atomes neutres

Comparaison de la performance de l'horloge à Al⁺ avec celle d'une horloge fontaine à Cs: l'horloge Al⁺ a un facteur de qualité $Q = \nu/\Delta\nu \sim 10^{14}$, $\sim 10^4$ fois plus grand que le Q du standard Cs, mais elle opère avec un ion unique (recyclé environ toutes les secondes) alors que chaque cycle de l'horloge fontaine (qui dure aussi environ une seconde) implique de l'ordre de $N = 10^6$ atomes, ce qui donne un avantage S/B de $\sim 10^3$ au standard Cs. *Enfin, l'horloge à ion ne gagne qu'un facteur de l'ordre de 10 sur l'horloge microonde.*

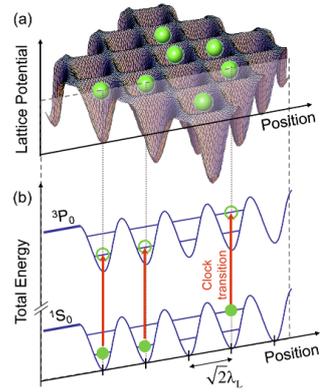
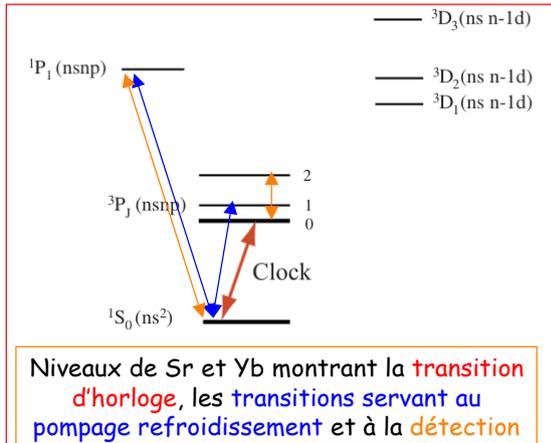
Pour mieux exploiter l'avantage de précision potentiel des transitions optiques de grand Q , il faut employer des oscillateurs collectifs avec $N \gg 1$. C'est impossible avec une collection d'ions dans un piège, qui se perturbent mutuellement. L'idée naturelle est de construire des horloges à atomes neutres placés dans un réseau optique, avec seulement un atome par puits de potentiel. Ces horloges se développent actuellement dans de nombreux laboratoires de métrologie (Tokyo, Boulder, Paris, Braunschweig..). Les atomes utilisés ont deux électrons externes (Sr, Yb..) et possèdent une transition d'horloge de très grand Q (transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$).

Les atomes piégés subissent un déplacement de leurs niveaux d'énergie dans les puits de potentiel, dépendant de la polarisabilité du niveau, en général différent pour les deux états de la transition horloge. Il existe cependant des longueurs d'onde "magiques" pour lesquelles les deux polarisabilités sont égales et la fréquence de transition devient alors indépendante de l'intensité lumineuse (*Idée de la "longueur d'onde magique" introduite par Katori et al, PRL, 103, 153004 (2009).*)

Principe des horloges optiques à Sr et Yb

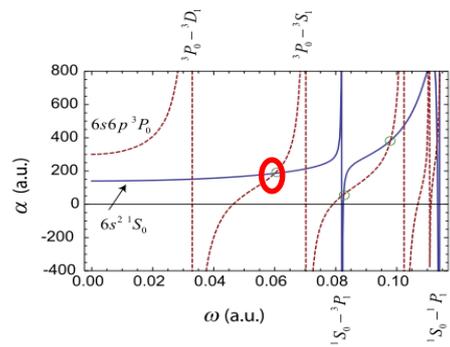
Derevianko et Katori, *RMP* 83, 331 (2011).

Atomes dans un réseau optique. Les 2 niveaux de la transition d'horloge voient le même potentiel à la longueur d'onde magique de piégeage



Niveaux de Sr et Yb montrant la transition d'horloge, les transitions servant au pompage refroidissement et à la détection

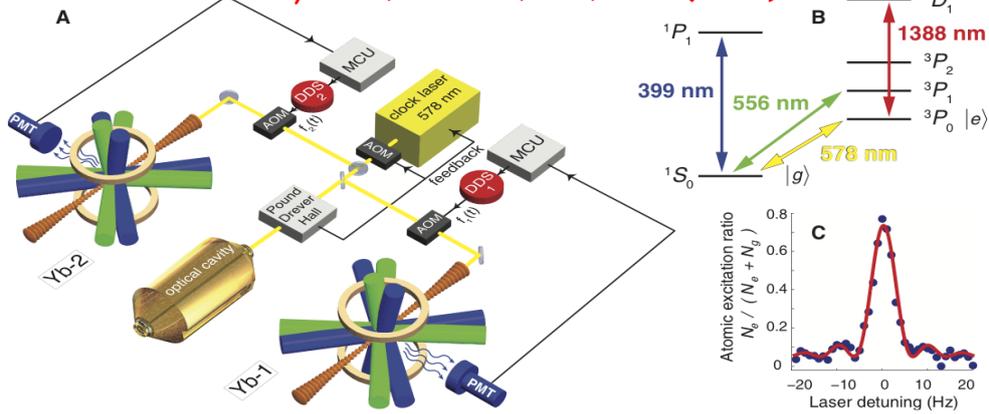
Les polarisabilités des 2 niveaux de la transition horloge se croisent pour une fréquence "magique" du champ de piégeage (ω exprimé ici en unités atomiques; $1u.a = 2\pi \times 4.13 \times 10^{16} s^{-1}$). La longueur d'onde magique est 759 nm pour Yb.



Comparaison de deux horloges à ^{171}Yb

Hinkley et al, *Science*, 341, 1215 (2013)

Principe du dispositif de comparaison, schéma des niveaux et spectre de la raie d'horloge de ~ 5 Hz de large



$$\nu_{Yb} = 518\,295\,836\,590\,865,2(0,7) \text{ Hz}$$

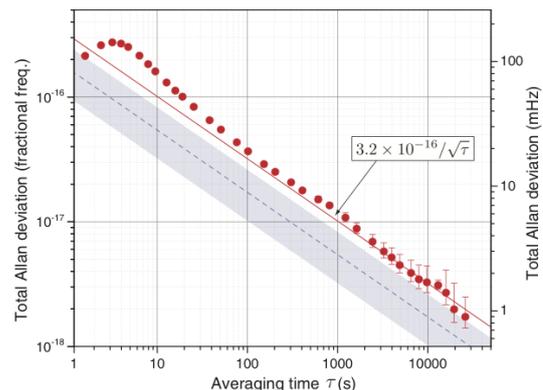
Instabilité relative de l'horloge à Yb en fonction du temps de mesure τ . La pente donne:

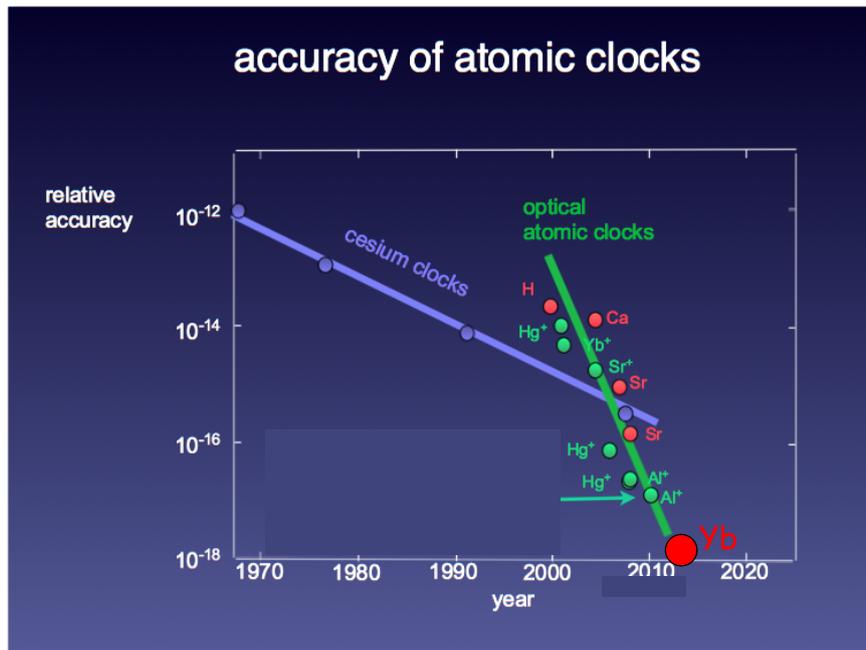
$$\sigma = 3,2 \cdot 10^{-16} \tau^{-1/2}$$

Soit une instabilité (sur 1 jour):

$$\sim 10^{-18}$$

Un ordre de grandeur gagné sur l'horloge Al⁺ (horloge à ~ 1000 atomes au lieu de 1 seul ion)

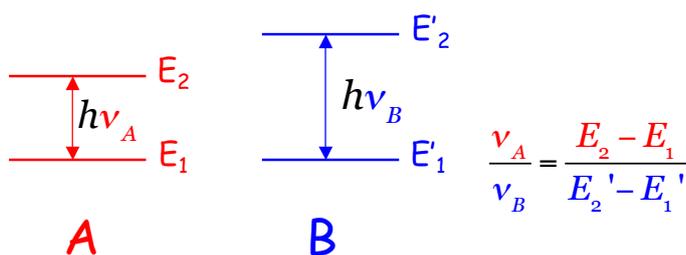




Les meilleures horloges optiques ont une incertitude surpassant de deux ordres de grandeur la meilleure horloge terrestre à Cs (horloge fontaine). La précision actuelle ($\sim 10^{-18}$) correspond à une déviation de moins de 1s sur l'âge de l'Univers!
 Le décalage gravitationnel associé à une différence de hauteur de 1cm devient observable!

Les constantes fondamentales sont-elles vraiment constantes?

Quel est le rapport entre les fréquences de deux horloges atomiques?



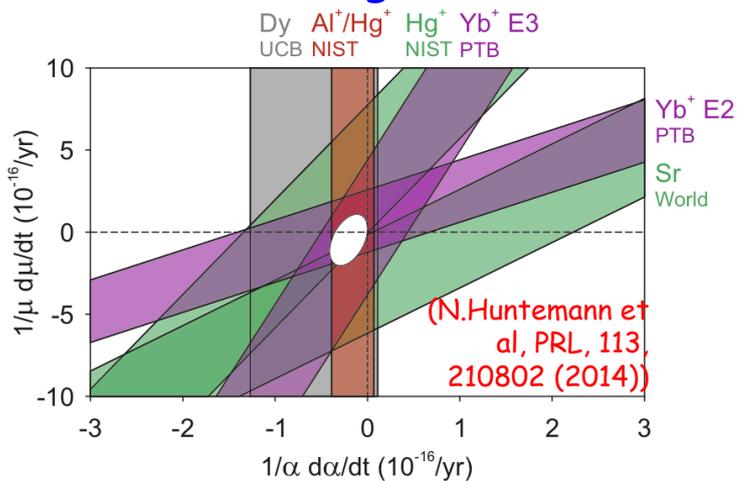
Deux horloges **A** et **B** asservies à 2 transitions atomiques différentes (d'un même élément ou de deux éléments différents) se comparent par une simple règle de trois. Mais cette règle est-elle invariante dans le temps?

$$(E_2 - E_1)_A = f_A(\alpha, \mu) \quad , \quad (E'_2 - E'_1)_B = f_B(\alpha, \mu) \quad ; \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \quad ; \quad \mu = \frac{M_p}{m_e}$$

Les fréquences des transitions atomiques sont fonctions de deux constantes sans dimension, α (constante de structure fine) et μ (rapport de la masse du proton à celle de l'électron). Ces fonctions dépendent de la transition considérée. Le rapport de deux fréquences d'horloge n'est donc constant que si α et μ sont eux-mêmes constants (ou s'ils varient de façon corrélée). Or certaines théories cosmologiques "au delà du modèle standard" prévoient que ces constantes varient sur des échelles de temps de l'ordre de l'âge de l'Univers. La comparaison, sur des temps de l'ordre de quelques années, entre les fréquences de diverses horloges atomiques ultra-précises, microonde et optique, permet de tester la constance de α et μ .

Pour l'instant la réponse est oui avec une précision pour α de $2(2)\times 10^{-17}/\text{an}$ ($\sim 3.10^{-7}$ sur l'âge de l'univers!)

Graphique 2D avec en ordonnée la variation relative de μ et en abscisse celle de α (unités de $10^{-16}/\text{an}$). Les bandes correspondent à différentes comparaisons d'horloges. Lorsqu'un seul élément est indiqué, il s'agit d'une comparaison de cet élément à l'horloge à Cs. Dans un des cas (Al^+/Hg^+), il s'agit de la comparaison de 2 horloges optiques à ions. A ce jour, aucune variation systématique de rapport de fréquences n'a été observée. Cette invariance, pour chaque couple A-B, impose des taux de variations corrélés de α et μ à l'intérieur des différentes bandes. La largeur des bandes reflète la sensibilité du rapport des fréquences mesurées aux variations de α et μ . L'intersection des bandes (ellipse blanche) contraint fortement les variations de α et μ et est compatible avec la valeur zéro:



$$\frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dt} = -0,20(20) \times 10^{-16} / \text{an} ; \quad \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dt} = -0,5(1,6) \times 10^{-16} / \text{an}$$

Résultat un peu plus précis pour α que par analyse de radioactivité du réacteur naturel d'Oklo

Conclusion de la cinquième leçon

On peut maintenant mesurer le temps avec une précision de l'ordre de 1 s sur l'âge de l'Univers. On se dirige probablement vers un remplacement de l'étalon primaire de temps basé sur l'horloge micro-onde à Césium par une horloge optique à ion unique ou à atomes neutres froids. La définition du temps donné par les horloges optiques devra s'accompagner d'une spécification précise de leur position vis à vis des masses gravitationnelles qui les environnent. Ces horloges, sur terre ou embarquées dans des satellites, permettront de tester avec une précision accrue la théorie de la relativité (restreinte et générale) et les théories cosmologiques prévoyant de faibles variations des constantes fondamentales. Elles pourront également être utilisées pour mettre au point de nouveaux systèmes de navigation ultra-précis (GPS amélioré) ou pour développer des sondes sensibles à de petites variations du champ de gravitation dues à des inhomogénéités de densité dans le sous-sol (application à la géodésie, à la géophysique et à la prospection minière). Pour augmenter encore la précision de la mesure du temps, on songe à des horloges basées sur des transitions entre états de noyaux atomiques métastables. Il faudra pour cela étendre aux ondes XUV et γ la technologie des peignes de fréquence. Ces peignes sont également des instruments précieux en spectroscopie moléculaire (possibilité d'acquérir en parallèle de l'information sur un grand nombre de raies de vibration-rotation) ainsi qu'en astronomie (mesure de petits décalages Doppler de la lumière des étoiles révélant la présence d'exoplanètes). Nous verrons enfin dans la leçon 6 que les peignes de fréquence sont utilisés pour générer des pulses lumineux ultra-courts et ultra-intenses, ouvrant un champ nouveau d'application pour ce qu'on appelle la « physique des attosecondes » et celle de « la lumière extrême ».