

Сверхточные оптические часы на ультрахолодных атомах и ионах: состояние и перспективы

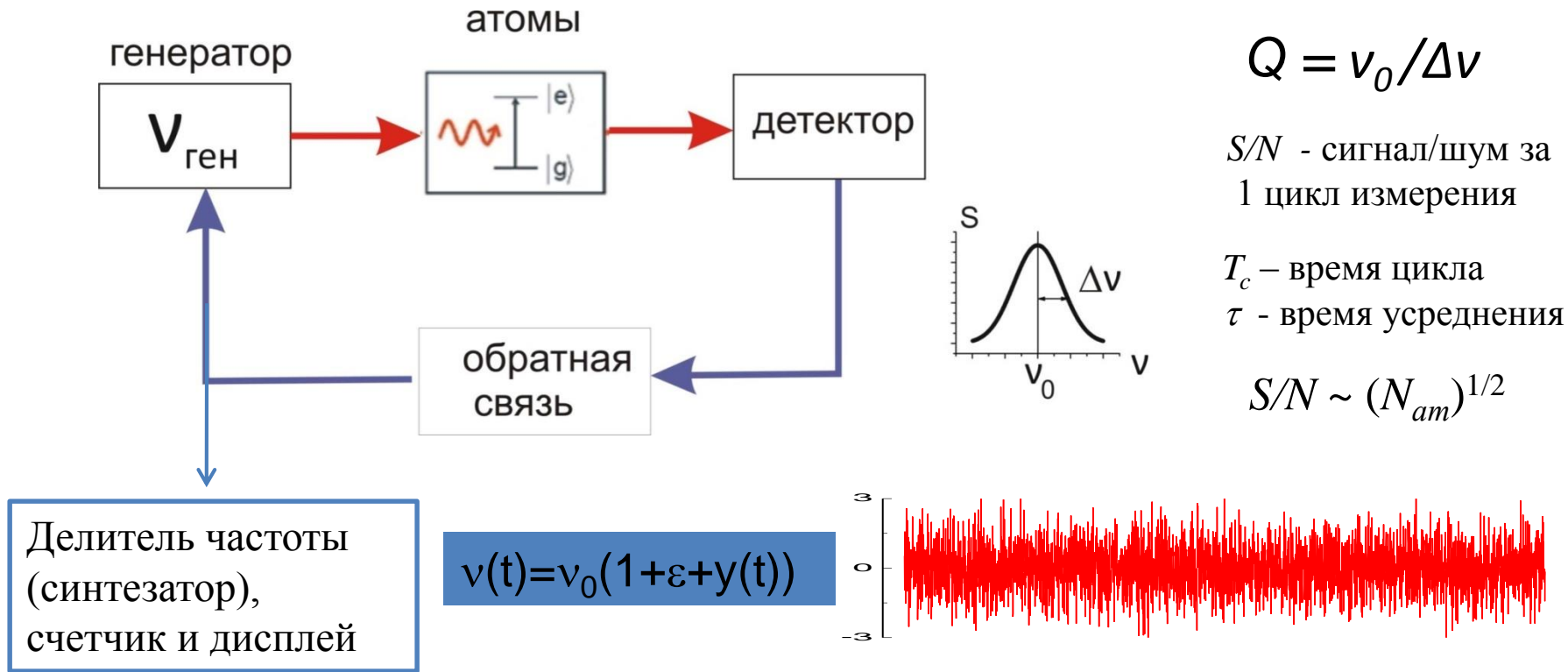
А.В. Тайченачев, В.И. Юдин, С.Н. Багаев

Институт лазерной физики СО РАН
Новосибирский государственный университет

План

- Введение в физику атомных часов (стандартов частоты). СВЧ и оптические стандарты.
- Метод магнито-индуцированной спектроскопии сильно запрещенных переходов
- Обобщенный метод Рамси
- Атомные часы с подавленным VVR сдвигом частоты
- Оптические стандарты на основе магнитодипольных переходов в многозарядных ионах
- Современные стандарты частоты в ИЛФ СО РАН

Атомные часы (стандарты частоты). Основные принципы.



Стабильность частоты: $y(t)$, характеризуется девиацией Аллана:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{Q} \frac{1}{S/N} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}},$$

Точность связана с неопределенностью систематического сдвига ϵ

Применение атомных часов

- **Навигация**

GPS, ГЛОНАСС, BeiDou, GALILEO, IRNSS и др.

- **Точная синхронизация процессов**

TAI – международное атомное время

С 1967 г. эталон времени (сек.) и частоты (Гц)

Телекоммуникационные и информационные техн.

- **Проверка фундаментальных физ. теорий**

Теория относительности (специальная и общая)

Квантовая электродинамика

Поиск изменений фундаментальных физических

констант

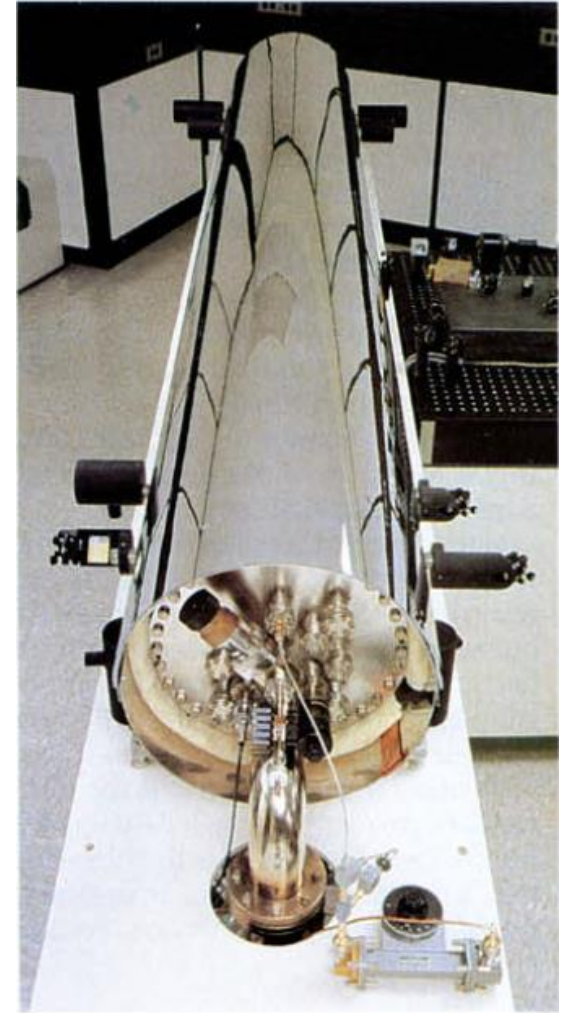
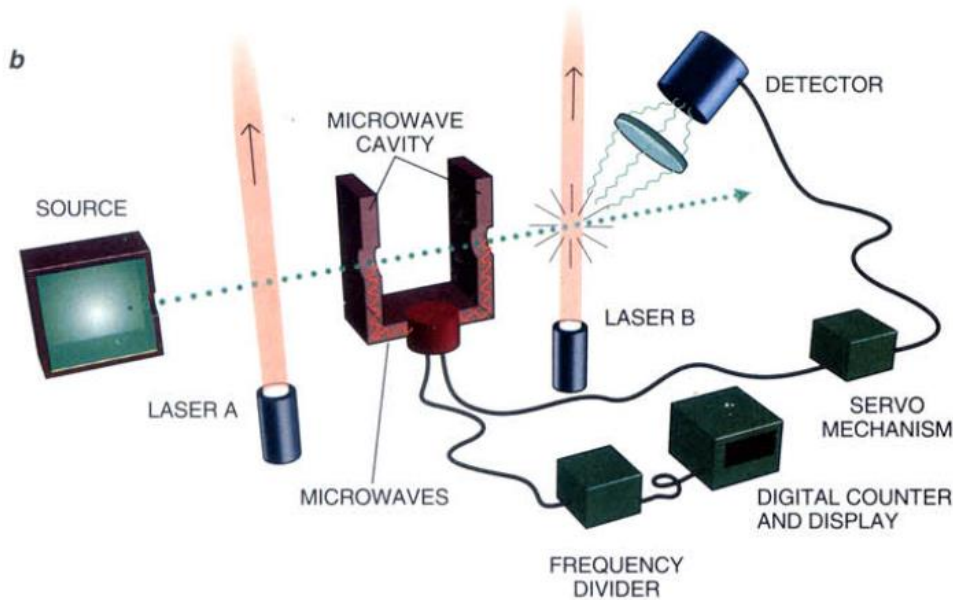
N.Huntemann et al., PRL 113, 210802 (2014): $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}; \frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dt} = -0.20(20) \times 10^{-16} / yr$

$$\mu = \frac{m_p}{m_e}; \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dt} = -0.5(1.6) \times 10^{-16} / yr$$



Цезиевые атомные часы пучкового типа

Секунда равна 9 192 631 770 периодам излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133.



NIST-7: расстояние между рамсеевскими зонами – 1.53 м; скорость – 230 м/с;
ширина линии – 77 Гц;
рабочая частота – 9.2 ГГц;
(не)стабильность: $10^{-12} \tau^{-1/2}$;
(не)точность: 5×10^{-15} .

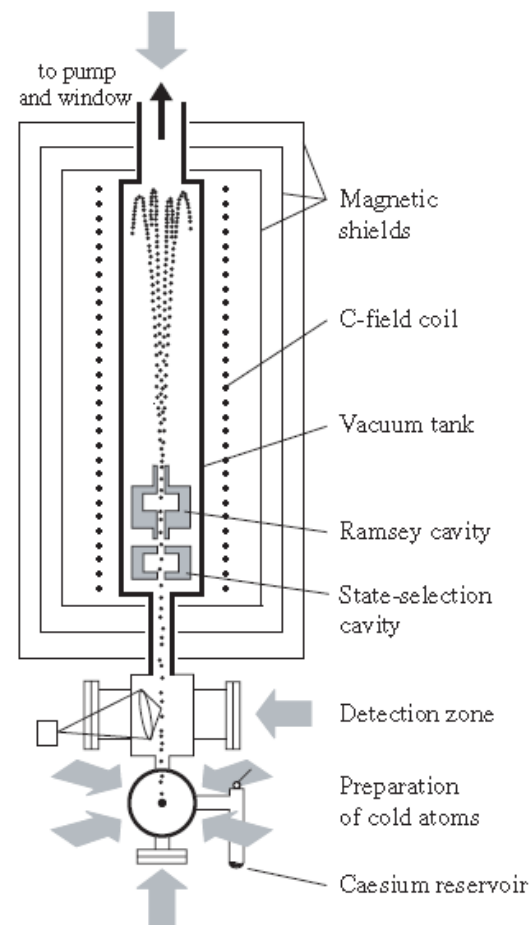
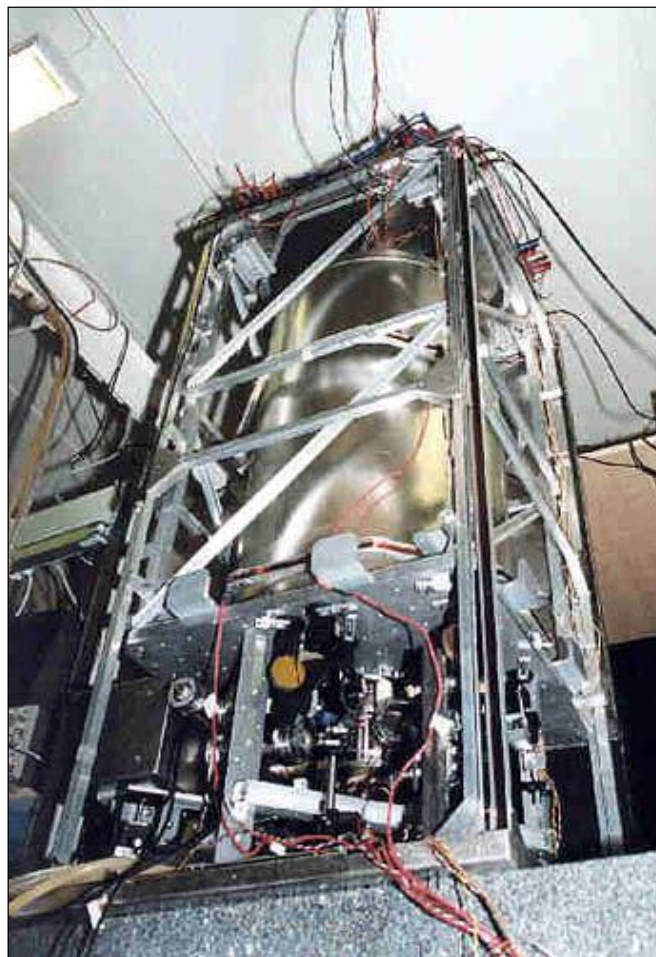
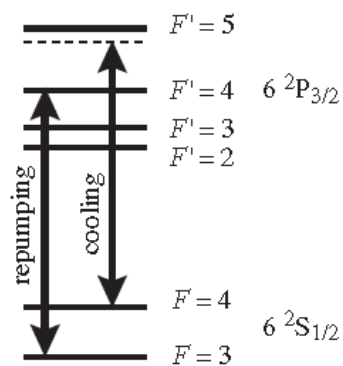
Цезиевые атомные часы фонтанного типа

температура 5 мК;

ширина линии 1 Гц;

стабильность $10^{-14}\tau^{-1/2}$

точность 2×10^{-16}



Атомные часы оптического диапазона.

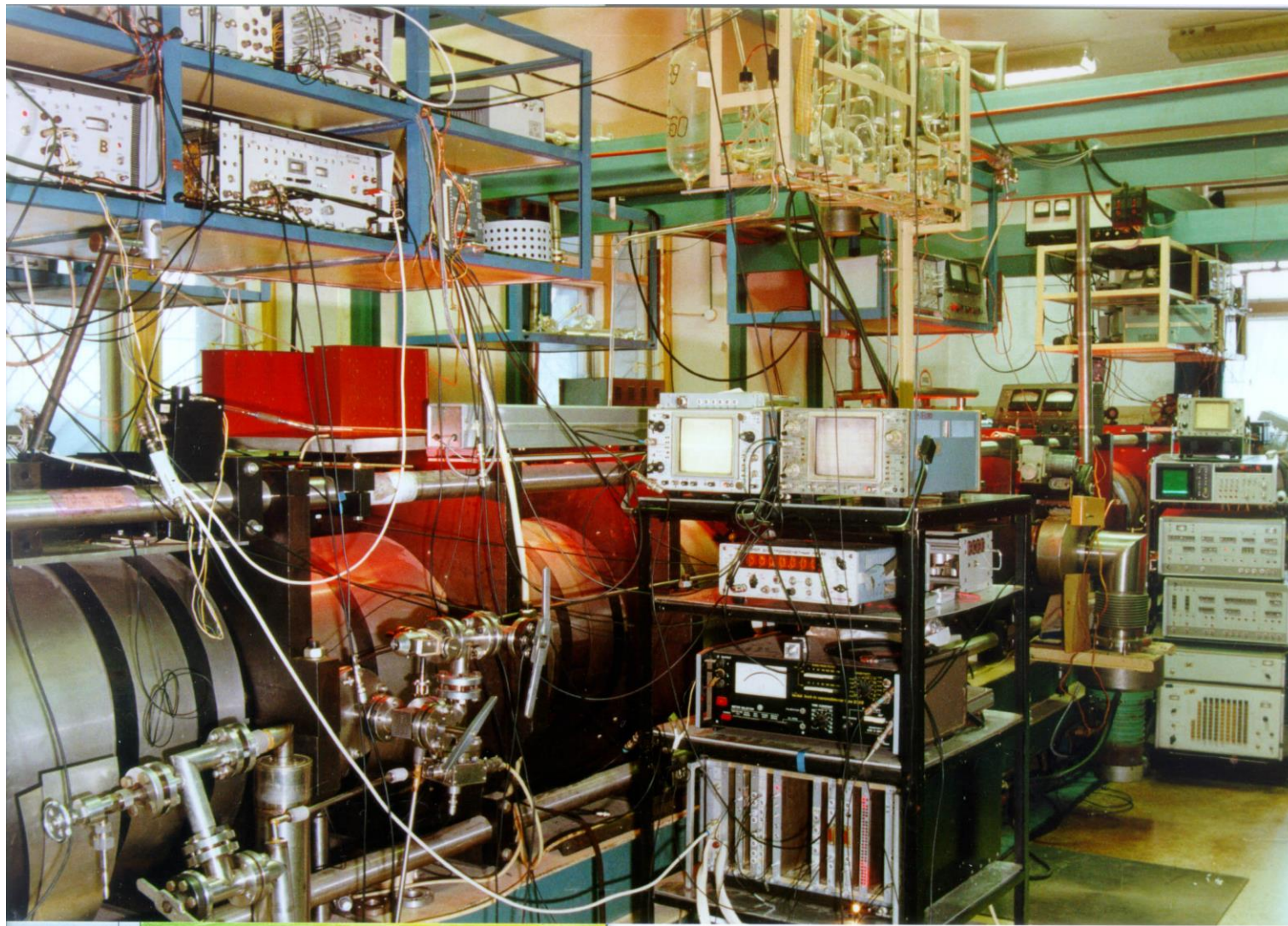
- **Преимущества:**

- При приблизительно одинаковой абсолютной погрешности частоты, относительная точность может быть улучшена на несколько порядков.
- При делении оптической частоты до радиодиапазона относительная точность сохраняется.

- **Недостатки:**

- Пропорционально частоте увеличивается влияние эффекта Доплера и эффекта отдачи → уменьшаются стабильность и точность.
- Деление оптической частоты в 10^5 раз – технически нетривиальный процесс.

**Один из первых оптических стандартов частоты
(He-Ne/CH₄ – резонансы насыщенного поглощения)
в ИЛФ СО РАН**



Первая система деления оптической частоты в радиодиапазон (1981 г.)

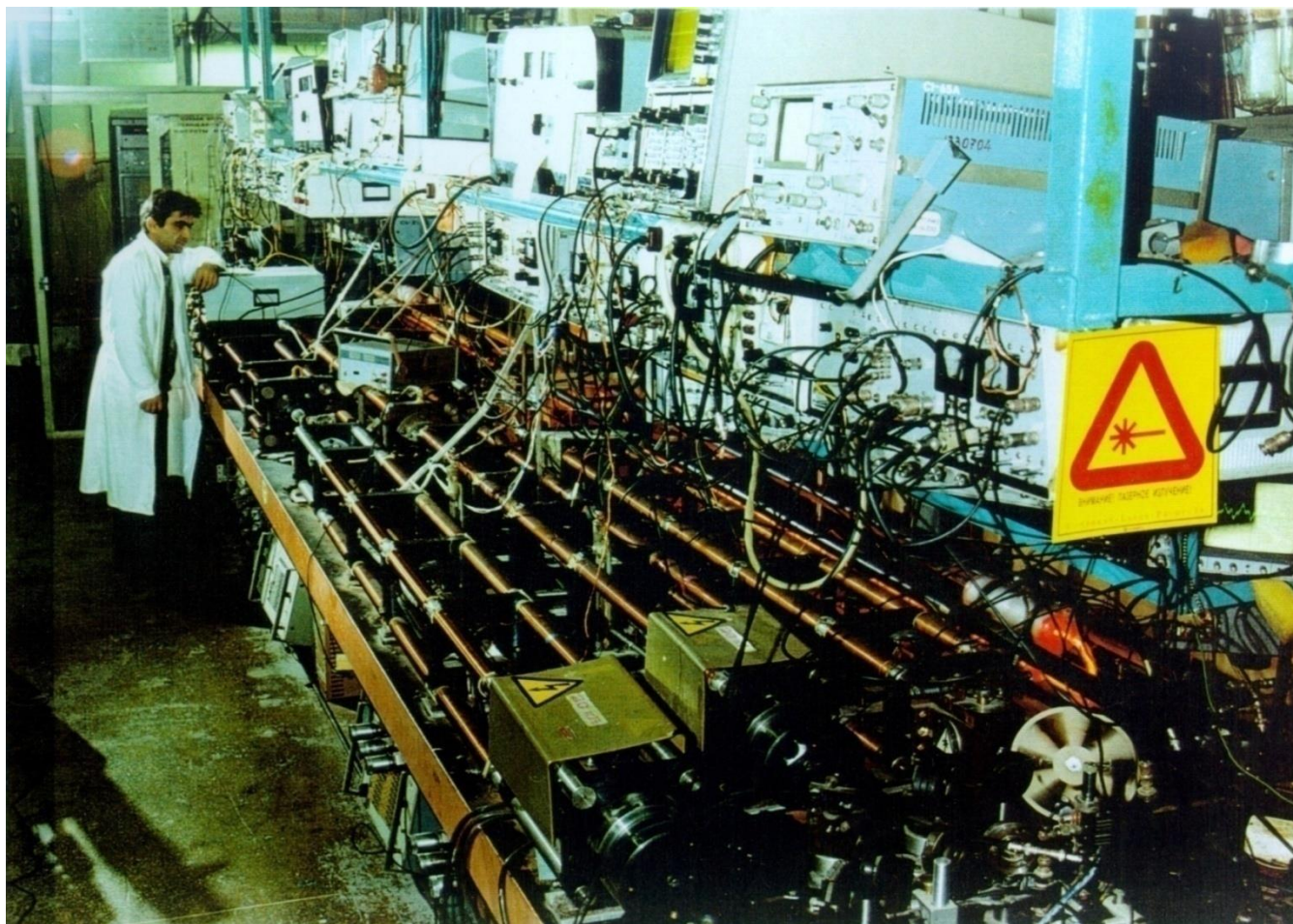
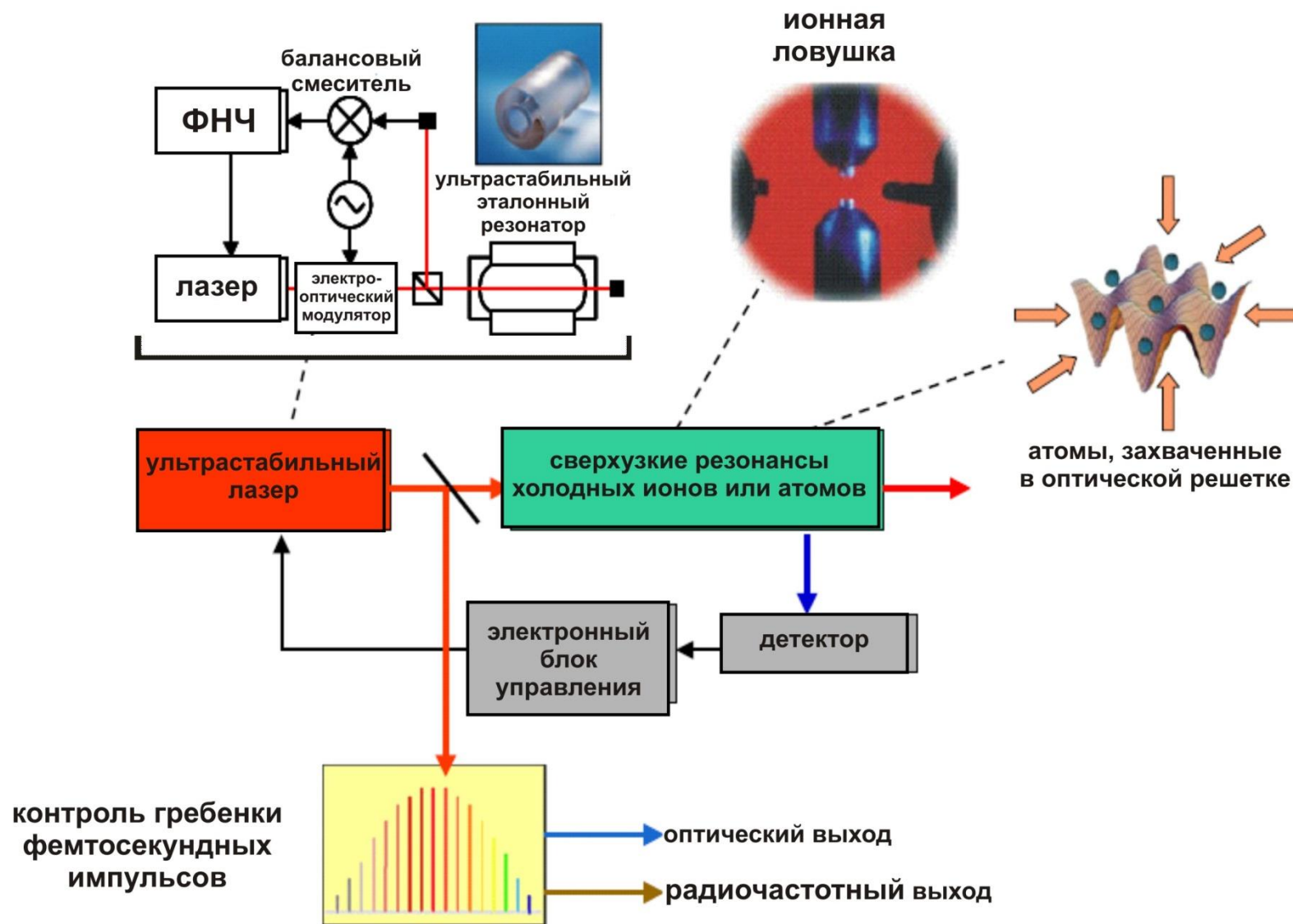
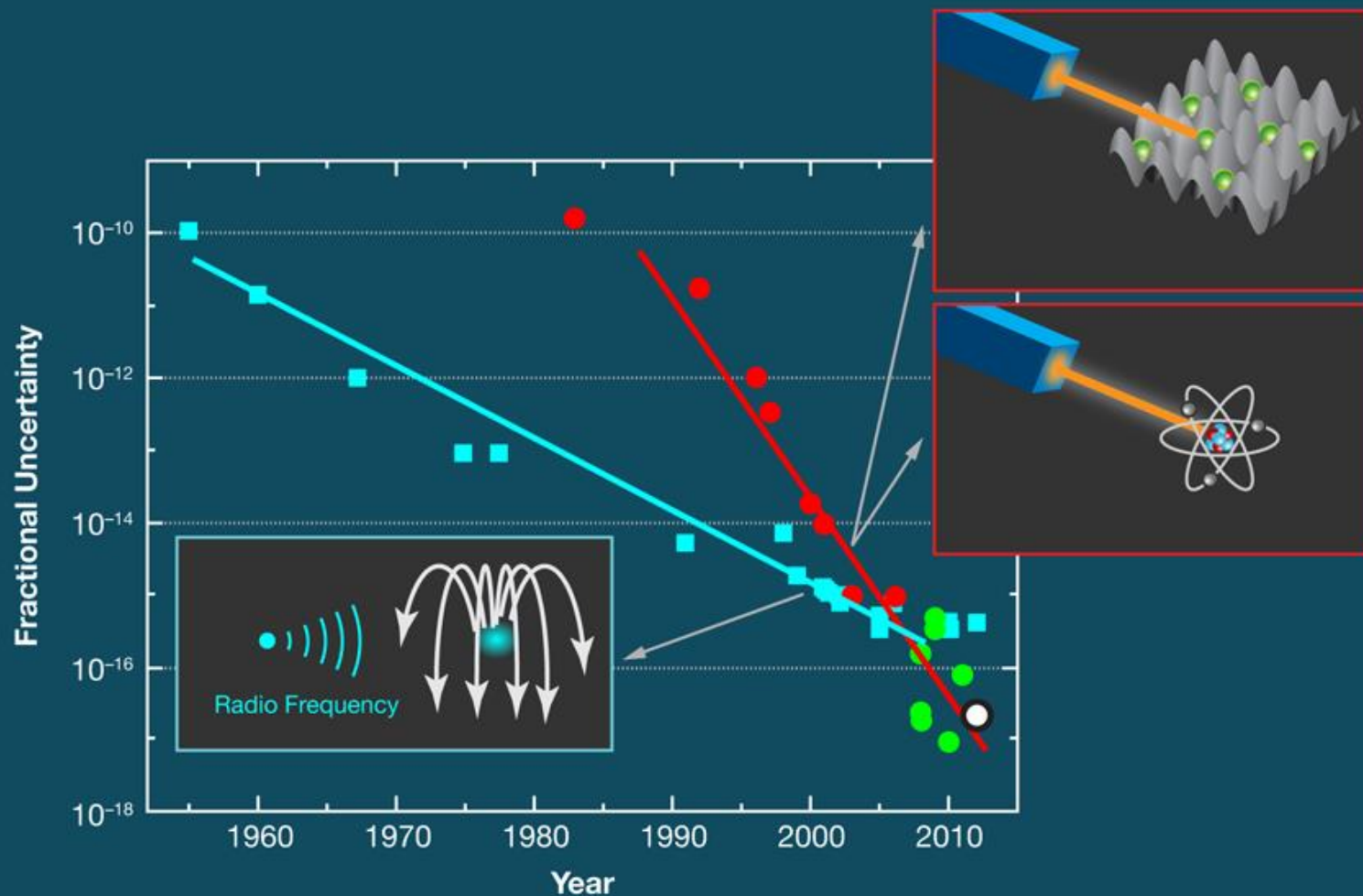


Схема современных оптических стандартов частоты на основе ультрахолодных атомов и ионов



Относительная точность атомных часов СВЧ против Оптических





Ансамбли атомов: $^{24, 26}\text{Mg}$, ^{171}Yb , ^{87}Sr , ^{88}Sr , ^{199}Hg ...

$$^{87}\text{Sr} \quad \Delta\nu/\nu = 2 \times 10^{-18} \text{ (NIST-JILA CU, USA, 2015)}$$

$$^{87}\text{Sr} \quad \Delta\nu/\nu = 7 \times 10^{-18} \text{ (RIKEN, Japan, 2015)}$$

$$^{199}\text{Hg} \quad \Delta\nu/\nu = 7 \times 10^{-17} \text{ (RIKEN, Japan, 2015)}$$

$$^{171}\text{Yb} \quad \Delta\nu/\nu = 1.6 \times 10^{-18} \text{ (NIST, USA, 2013 - 2015)}$$

Одиночные ионы: Hg^+ , Al^+ , Yb^+ , Sr^+ , In^+ ...

$$^{199}\text{Hg}^+ \quad \Delta\nu/\nu = 6.5 \times 10^{-16} \text{ (NIST, USA, 2007)}$$

$$^{27}\text{Al}^+ \quad \Delta\nu/\nu = 8.0 \times 10^{-18} \text{ (NIST, USA, 2010-2015) (квант. логика)}$$

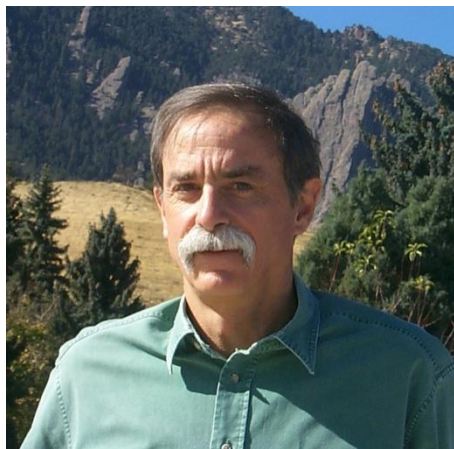
$$^{88}\text{Sr}^+ \quad \Delta\nu/\nu = 1.2 \times 10^{-17} \text{ (NRC, Canada, 2014)}$$

$$^{171}\text{Yb}^+ \quad \Delta\nu/\nu = 3.2 \times 10^{-18} \text{ (PTB, Germany, 2015) (E3+гипер-Рамси)}$$

Прямой перенос частотных характеристик стандарта из оптического диапазона в микроволновый с помощью фемтосекундного синтезатора частот

$$\Delta(\nu_{\text{opt}} \rightarrow \nu_{\text{mw}}) \sim 10^{-19}$$

Пионеры оптических часов

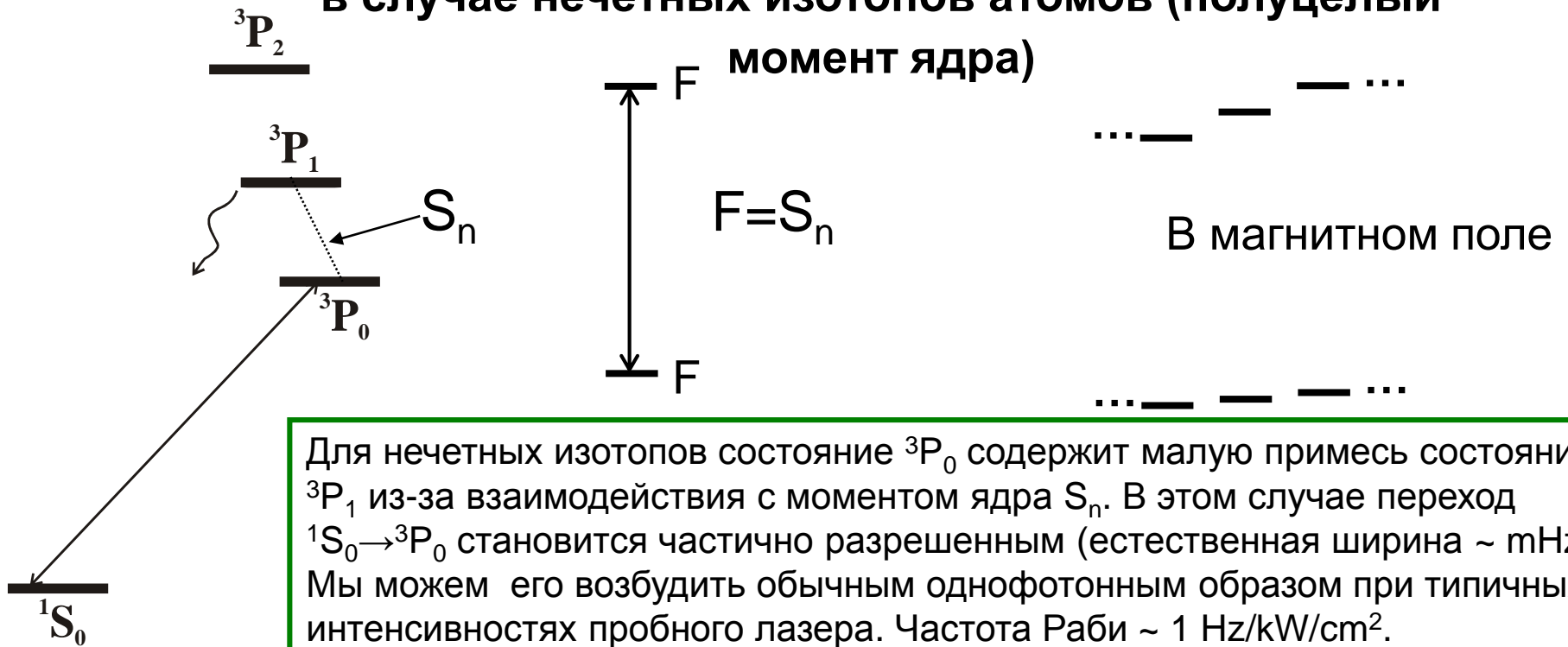


С.Н. Багаев , В.П. Чеботаев,
Дж. Холл, Т. Хэнш, (NP - 2005)
Д. Вайнлэнд (NP - 2012)

Метод магнито-индуцированной спектроскопии

Сильно запрещенных переходов
ультрахолодных атомов в
оптических решетках

Возбуждение сильно запрещенного перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в случае нечетных изотопов атомов (полуцелый



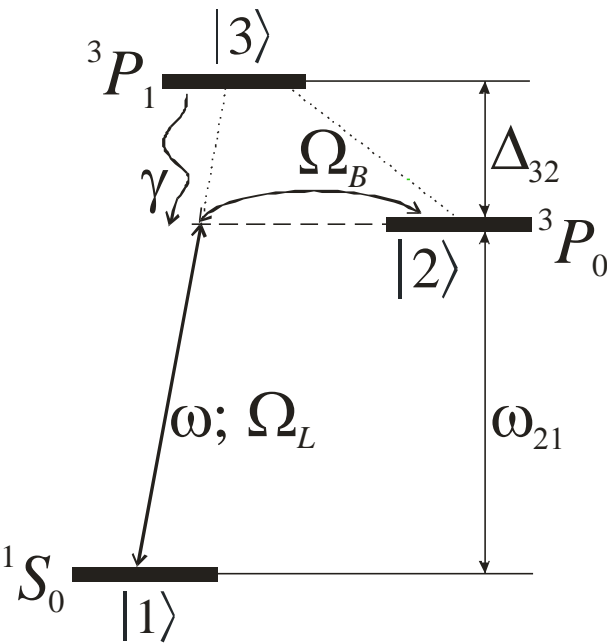
Основные недостатки:

1. Линейная чувствительность к магнитному полю из-за момента ядра и смешивания с состоянием 3P_1 . Требуется экстремально сильное экранирование и контроль магнитного поля на уровне $\sim \mu\text{G}$, обычно поле на три порядка больше ($\sim \text{mG}$).
2. Эффекты оптической накачки в сложной системе магнитных подуровней.

С метрологической точки зрения четные ($S_n=0$) изотопы выглядят лучше.

Наш метод магнито-индуцированного возбуждения перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ для четных изотопов

Taichenachev, Yudin et al., PRL **96**, 083001 (2006).



Для смешивания состояний 3P_1 и 3P_0 мы предложили
Использовать внешнее магнитное поле.
Здесь переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ будет частично разрешенным
И его можно возбудить однофотонным образом
Одним пробным лазером. Вероятность перехода
контролируется величиной магнитного поля.

В пробном поле $\mathbf{E}e^{-i\omega t}$ в точном рез.-се с переходом
 $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ ($\omega = \omega_{21}$) эффективная частота Раби V_{12} равна:

$$|2\rangle \rightarrow |2\rangle + (\Omega_B / \Delta_{32}) |3\rangle$$

$$V_{12} = \frac{\Omega_L \Omega_B}{\Delta_{32}}$$

$\Omega_L = \langle 3 | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E} | 1 \rangle / \hbar$ частота Раби на разрешенном переходе $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$

$\Omega_B = \langle 2 | \hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B} | 3 \rangle / \hbar$, матричный элемент магнито-индуцированного смешивания
на переходе $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$

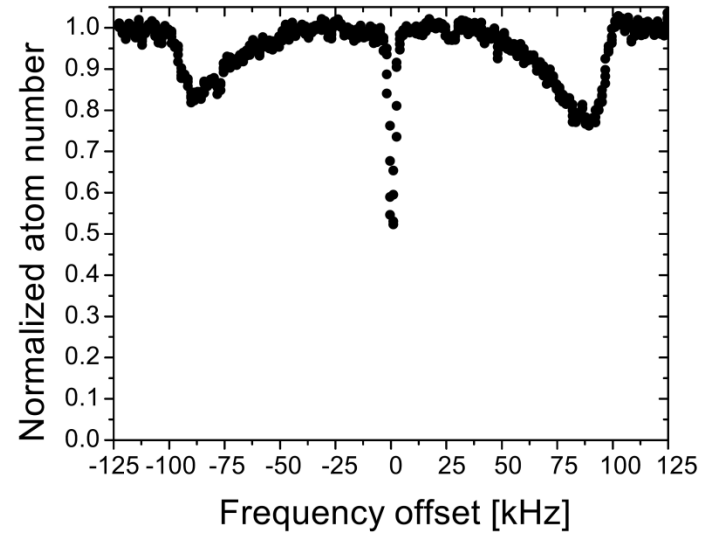
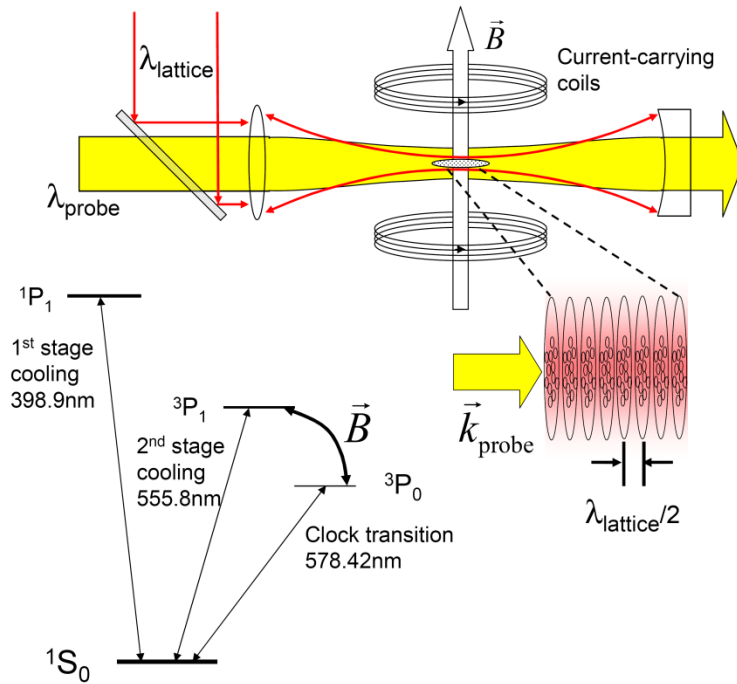
\mathbf{E} векторная амплитуда пробного лазерного поля;

\mathbf{B} вектор внешнего статического поля.

$$V_{12} = \frac{\langle ||d|| \rangle \langle ||\mu|| \rangle (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})}{\hbar^2 \Delta_{32}}$$

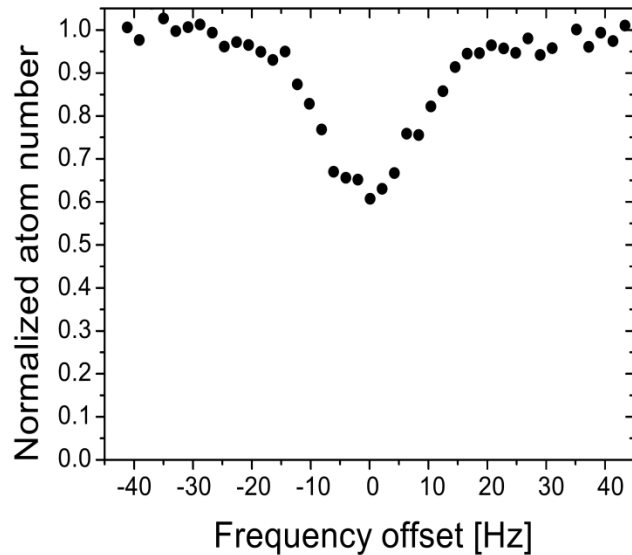
$\langle ||\mu|| \rangle = \sqrt{2/3} \mu_B$ для щелочноземельных атомов

Экспериментальное подтверждение метода МИС для ^{174}Yb



Добротность реперного резонанса:

$$\frac{\nu}{FWHM} \approx 2.6 \times 10^{13}$$



Z.W. Barber, C.W. Hoyt, C.W. Oates, L.W. Hollberg,
A.V. Taichenachev, and V.I. Yudin, PRL **96**, 083002 (2006).

Sr optical clocks.

H. Katori et al. 2011

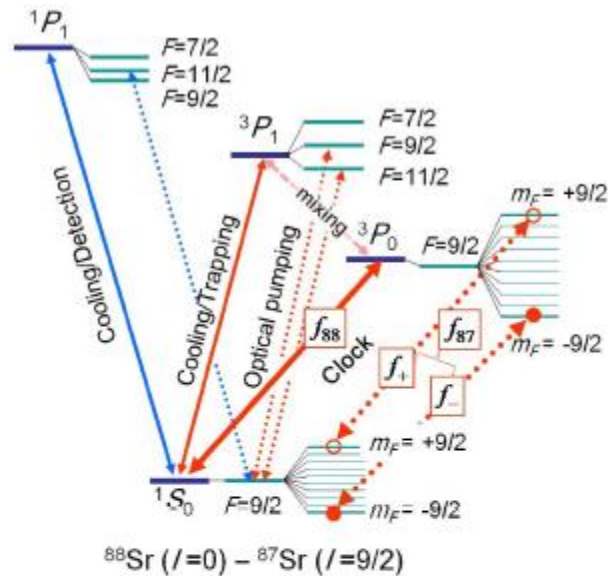


FIG. 9 (Color online) Energy levels for ^{88}Sr and ^{87}Sr atoms. Spin-polarized ultracold ^{87}Sr atoms were prepared by optical pumping on the $1S_0(F=9/2) - 3P_1(F=9/2)$ transition at $\lambda = 689 \text{ nm}$ with circularly polarized light. The first-order Zeeman shift and the vector light shift on the clock transition at $\lambda = 698 \text{ nm}$ were eliminated by averaging the transition frequencies f_{\pm} .

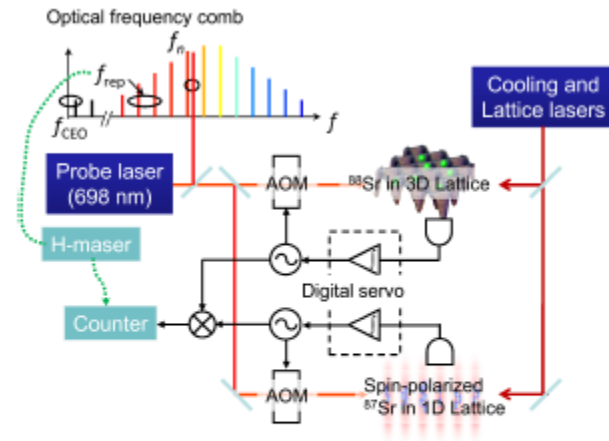


FIG. 10 (Color online) Two optical lattice clocks with different isotopes and lattice configurations were operated to investigate their beat note.

^{24}Mg – Leibniz Univ Hanover, 2015

^{88}Sr – ВНИИФТРИ, 2015

^{88}Sr – NPL, 2015 (МИС+Гипер-Рамси)

Обобщенный метод Рамси, разнесенных осциллирующих полей

В прецизионной спектроскопии
ультрахолодных атомов и ионов

Мотивация

Для некоторых перспективных атомных часовых систем, одной из ключевых нерешенных проблем является сдвиг реперной частоты за счет импульсов самого пробного поля:

- МИС сильно запрещенных переходов $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$.
Динамический Штарк и квадратичный Зееман.
- Двухфотонная спектроскопия $S \rightarrow S$ и $S \rightarrow D$ переходов.
Динамический Штарк.
- ЕЗ переходы (например, $^2S_{1/2} - ^2F_{7/2}$ в ионе $^{171}\text{Yb}^+$ в ловушке).
Динамический Штарк.

Эти сдвиги могут оказаться препятствием для достижения уровня ($10^{-17} - 10^{-18}$) в этих системах.

Полевые сдвиги в методе МИС.

Полный сдвиг есть сумма:

$$\Delta = \kappa I_p + \beta |\mathbf{B}|^2$$

I_p – интенсивность пробного поля, \mathbf{B} – внешнее магнитное поле.

Как контролировать эти сдвиги?

Стандартный подход:

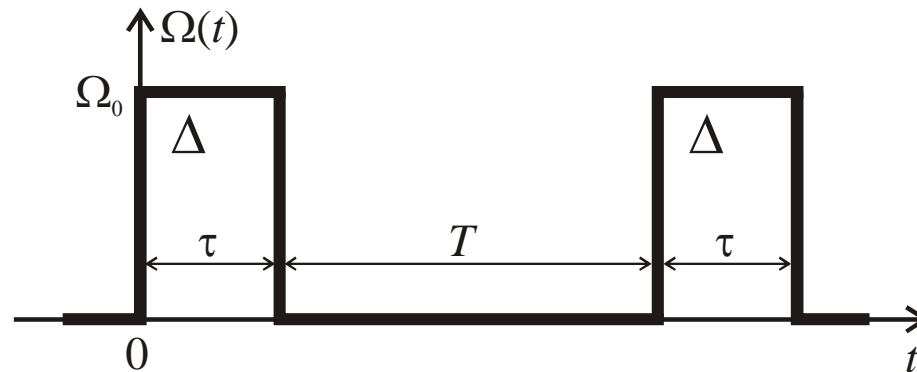
Точное определение k и b , и высокая степень контроля полей I_p и \mathbf{B} .

Такой подход встречает трудности как технического, так и принципиального характера.

Альтернативный подход (Yudin&Taichenachev et al., PRA, 2010):

Спектроскопия Рамси (осциллирующие поля разнесенные во времени) оптических переходов ультрахолодных атомов и ионов.

Сдвиги присутствуют только во время действия импульсов. Во время свободной эволюции сдвиги равны нулю.



$$n_e = \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} \times \left[\cos\left(\frac{\delta T}{2}\right) \sin(\Omega\tau) - \frac{2(\delta - \Delta)}{\Omega} \sin\left(\frac{\delta T}{2}\right) \sin^2\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \right]^2 \quad (1)$$

$$\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + (\delta - \Delta)^2}$$

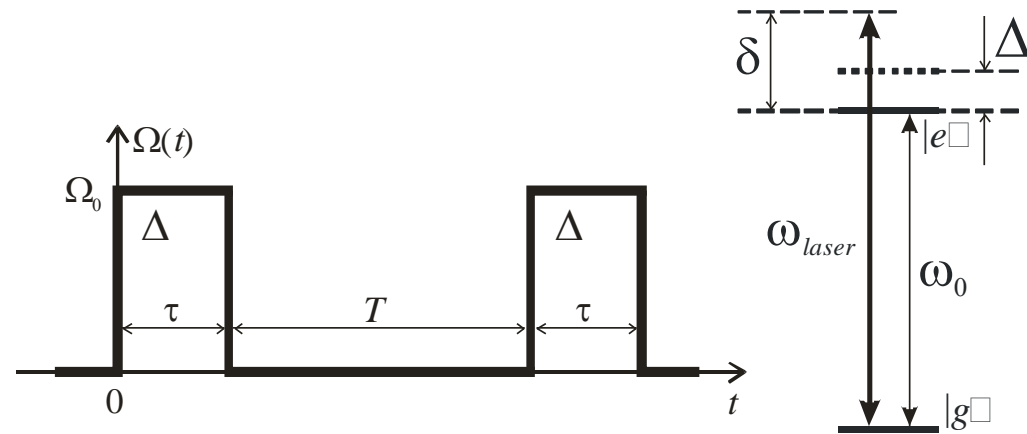
Стандартная схема Рамси. Проблемы.

Максимальный контраст
центрального резонанса (≈ 1) при
 $\tau\Omega_0 = (2l+1)\pi/2$ ($l=0,1,2,\dots$). Для $l=0$
($\tau\Omega_0 = \pi/2$) вершина резонанса
сдвинута:

$$\overline{\Delta\omega_0} \approx \xi \frac{1}{2\pi T} \frac{\Delta}{\Omega_0}$$

$\xi \sim 2$.

Как правило: $|\Delta/\Omega_0| < 1$.



Таким образом, центральный резонанс существенно сдвинут
и использование метода Рамси выглядит безперспективным.

Гипер-Рамси #1

При выполнении условия:

$$\Omega_0(\tau_1 + \tau_2) = 2\pi$$

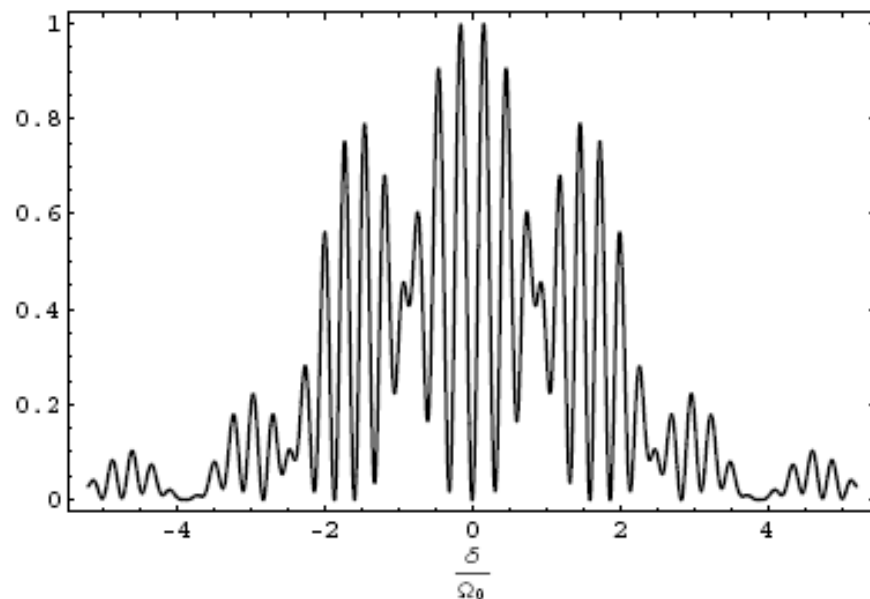
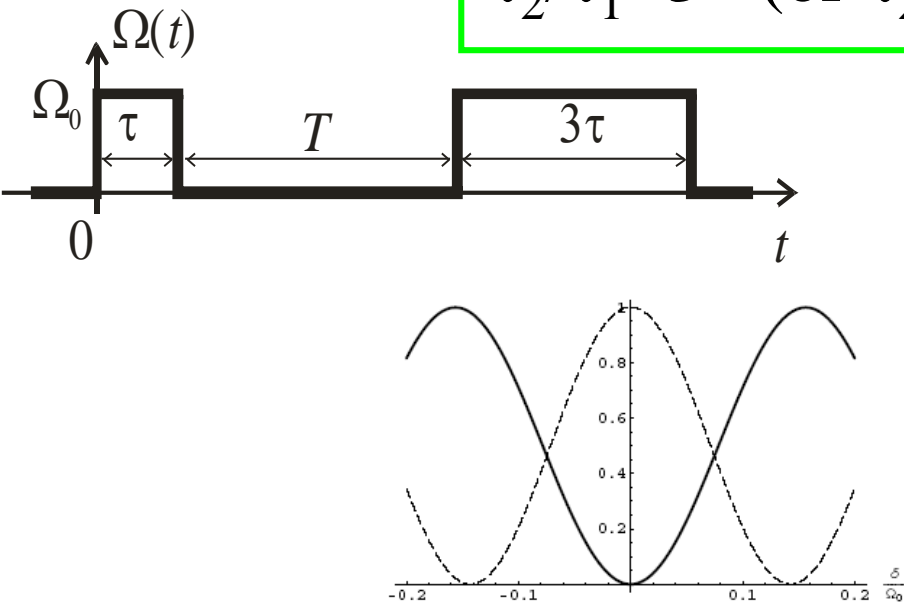
$$\overline{\delta\omega_0} \approx -\frac{1}{T} \frac{\mathcal{A}_3^{(1)}}{2\mathcal{A}_0^{(2)}} \left(\frac{\Delta'}{\Omega_0} \right)^3$$

$$\Delta' \ll \Omega_0$$

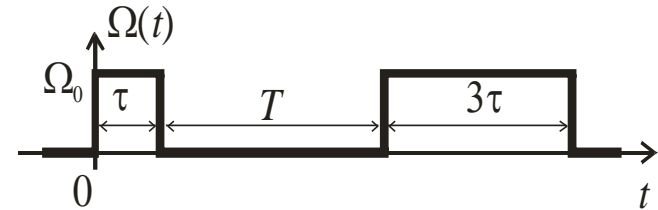
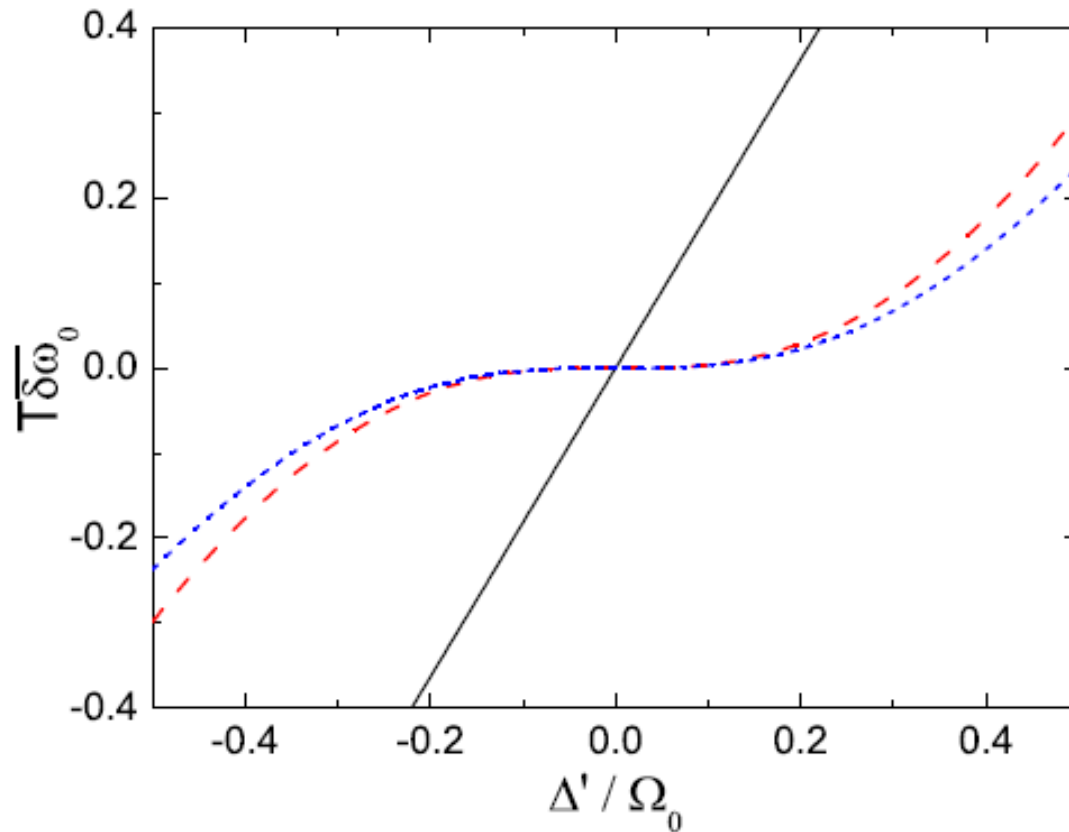
полевой сдвиг центрального резонанса будет много меньше, чем для стандартной схемы Рамси или одноимпульсной спектроскопии Раби.

Максимальный контраст (≈ 1) достигается при

$$\tau_2/\tau_1 = 3 \quad (\text{or } \tau_2/\tau_1 = 1/3) \quad \mathcal{A}_3^{(1)} / 2\mathcal{A}_0^{(2)} \approx -\pi$$



Сравнение ГР#1 и стандартной схемы Рамси (численный счет):

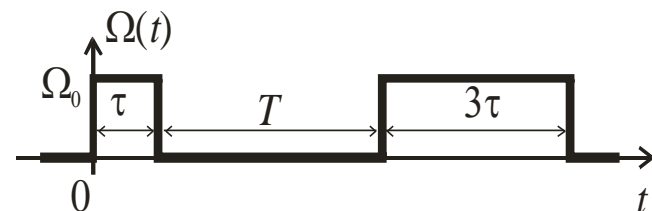


$$\Omega_0(\tau_1 + \tau_2) = 2\pi$$

Видим существенное (3-4 порядка) подавление
полевого сдвига в методе ГР#1!

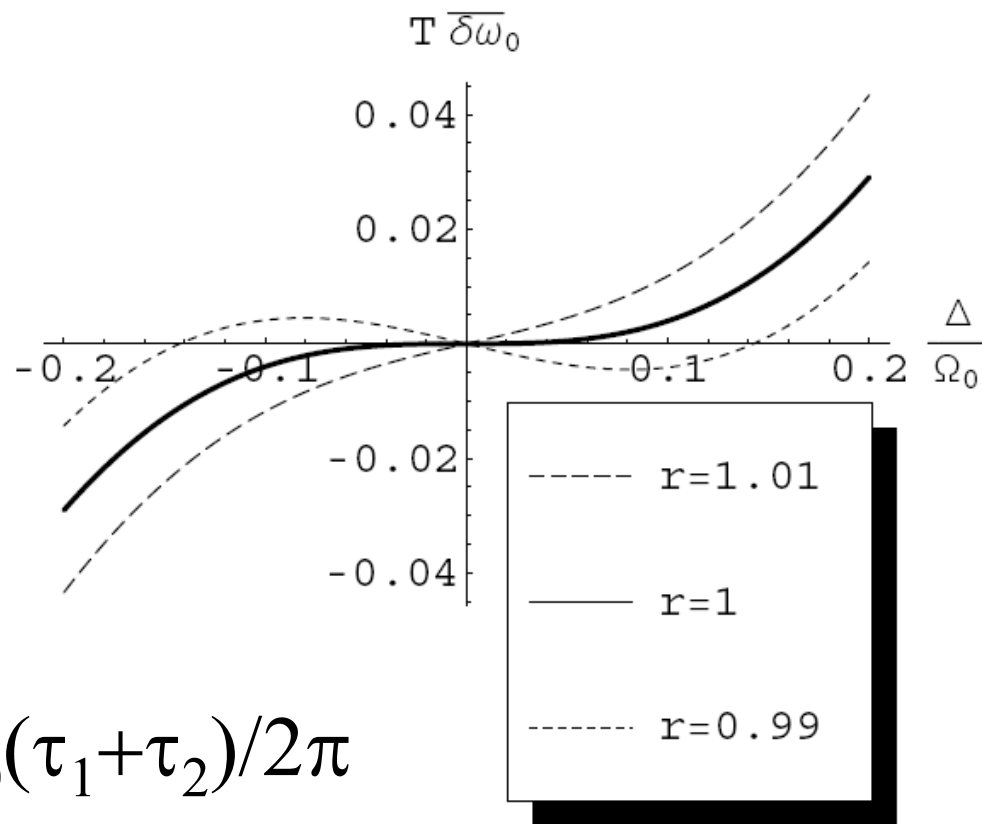
ГР#1. Основной недостаток.

Частота Раби Ω_0 может флуктуировать. В результате:



$$\Omega_0(\tau_1 + \tau_2) \neq 2\pi$$

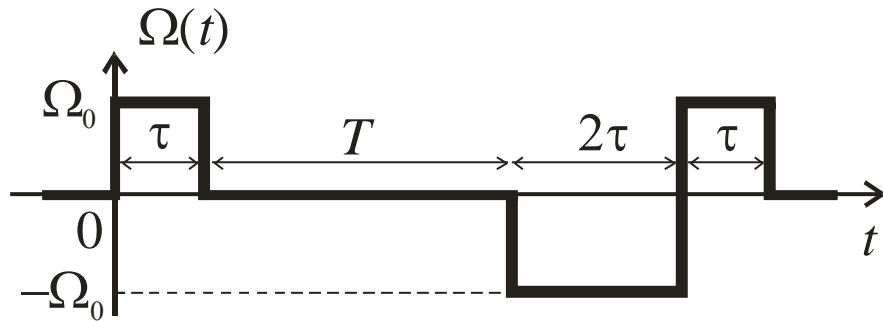
Что делать?!



$$r = \Omega_0(\tau_1 + \tau_2) / 2\pi$$

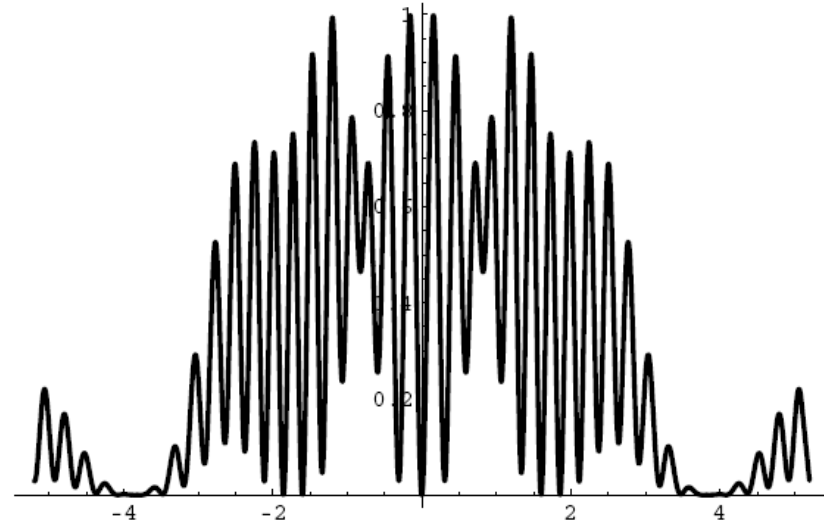
Гипер-Рамси #2

Схема Рамси с композитным вторым импульсом (перевороты фазы на π):



Здесь мы имеем кубическую зависимость при произвольных Ω_0 и τ :

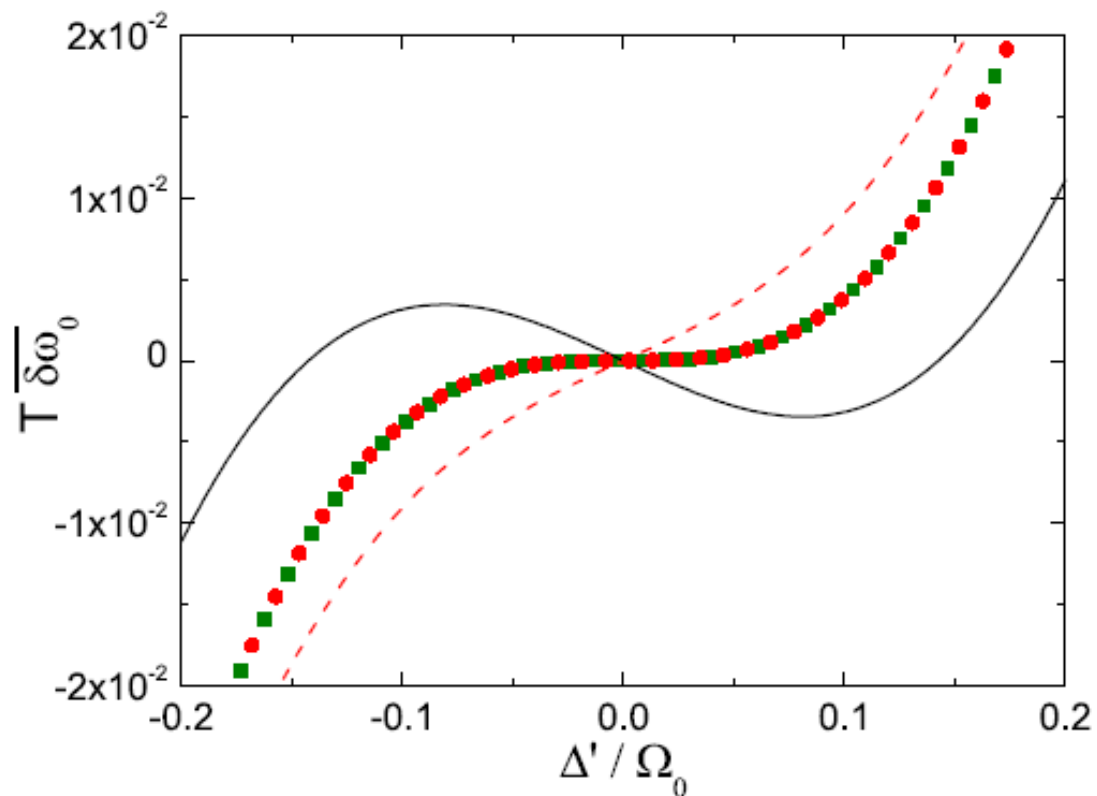
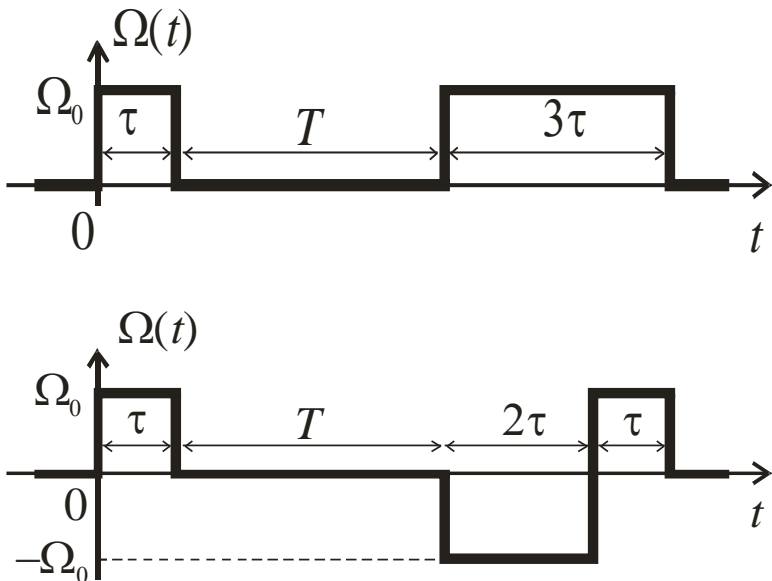
$$\overline{\delta\omega_0} \approx -\frac{1}{T} \frac{\mathcal{A}_3^{(1)}}{2\mathcal{A}_0^{(2)}} \left(\frac{\Delta'}{\Omega_0} \right)^3$$



$$\Omega_0 \tau = \pi/2$$

Условия максимального контраста (≈ 1).

Сравнение ГР#1 и ГР#2 (численный счет):



1% вариации частоты Раби:

$$\Omega_0 \tau = r \times \pi / 2, \quad r = 0.99; 1.01$$

Экспериментальная реализация метода ГР#2 для одиночного иона $^{171}\text{Yb}^+$ в РТВ, Германия

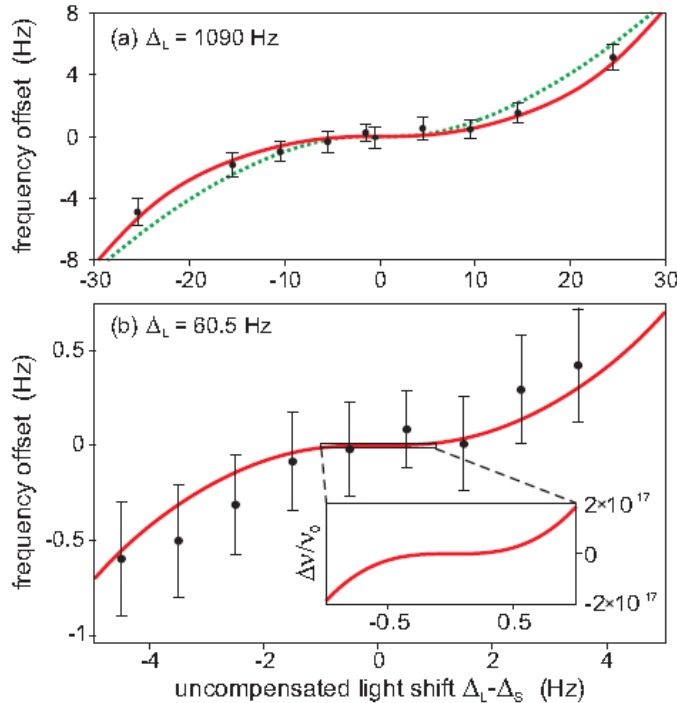


FIG. 4. Frequency offset of the probe laser stabilized at $\Delta_L - \Delta_S$ relative to the fully compensated case $\Delta_S = \Delta_L$, for conditions (a) $T = 36$ ms, $\tau = 9$ ms and (b) $T = 144$ ms, $\tau = 36$ ms. The solid red line indicates the predicted dependence if the discriminator signal of the stabilization is generated by alternately stepping the phase of the initial pulse by $\pm\pi/2$. The dashed line in (a) shows the position of the central minimum of the HRS spectrum. The inset in (b) is an enlarged view showing the frequency offset in units of the frequency ν_0 of the Yb^+ octupole transition.

PRL 109, 213002 (2012)

PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending
21 NOVEMBER 2012



Generalized Ramsey Excitation Scheme with Suppressed Light Shift

N. Huntemann,* B. Lipphardt, M. Okhapkin, Chr. Tamm, and E. Peik

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Bundesallee 100, 38116 Braunschweig, Germany

A. V. Taichenachev and V.I. Yudin

Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk 630090, Russia, Novosibirsk State University, Novosibirsk 630090, Russia and Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk 630092, Russia

(Received 10 September 2012; published 21 November 2012)

We experimentally investigate a recently proposed optical excitation scheme V.I. Yudin *et al.* [Phys. Rev. A **82**, 011804(R) (2010)] that is a generalization of Ramsey's method of separated oscillatory fields and consists of a sequence of three excitation pulses. The pulse sequence is tailored to produce a resonance signal that is immune to the light shift and other shifts of the transition frequency that are correlated with the interaction with the probe field. We investigate the scheme using a single trapped $^{171}\text{Yb}^+$ ion and excite the highly forbidden $^2S_{1/2} - ^2F_{7/2}$ electric-octupole transition under conditions where the light shift is much larger than the excitation linewidth, which is in the hertz range. The experiments demonstrate a suppression of the light shift by four orders of magnitude and an immunity against its fluctuations.

Продemonстрированы
подавление полевого сдвига на
четыре порядка и
нечувствительность метода к
флуктуациям интенсивности
пробного поля.

Атомные часы с подавленным BBR сдвигом

Спектроскопия синтетической
частоты

Сдвиг за счет излучения черного тела – VBR сдвиг вызван тепловыми равновесными фотонами с спектральной плотностью энергии (формула Планка):

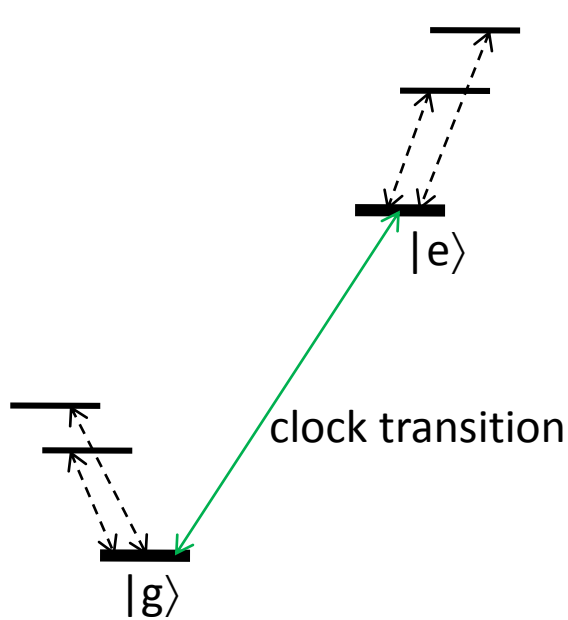
$$E^2(\omega)d\omega = B^2(\omega)d\omega = \frac{8}{\pi} \left(\frac{\omega}{c} \right)^3 \frac{\hbar d\omega}{\exp[\hbar\omega/k_B T] - 1}$$

Средний квадрат VBR поля:

$$\begin{aligned} \langle E^2(t) \rangle &= \frac{1}{2} \int_0^\infty E^2(\omega) d\omega = \frac{4}{\pi} \left(\frac{1}{\hbar c} \right)^3 (k_B T)^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \\ &= \frac{4}{15} \left(\frac{\pi}{\hbar c} \right)^3 (k_B T)^4 \approx (8.3 \text{ V} / \text{cm})^2 [T(K) / 300]^4 \end{aligned}$$

Gallagher&Cooke, PRL **42**, 835 (1979); Farley&Wing, PRA **23**, 2397 (1981);
Itano, Lewis, Wineland, PRA **25**, 1233 (1982).

ВВР сдвиг атомного уровня a из-за дин. эффекта Штарка:



$$\Delta E^{(a)} = -\frac{1}{4} \int_0^\infty E^2(\omega) \alpha^{(a)}(\omega) d\omega$$

Скалярная поляризуемость состояния a ($a=g,e$) на частоте ω - сумма по всем ВОЗМОЖНЫМ переходам с частотами ω_i

$$\alpha^{(a)}(\omega) = \frac{e^2}{m} \sum_i \frac{f_i}{\omega_i^2 - \omega^2}$$

Дифференциальный ВВР сдвиг частоты реперного перехода $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ имеет вид:

$$\Delta \nu = \Delta \nu^{(g)} - \Delta \nu^{(e)}; \Delta \nu^{(a)} = \frac{2\alpha^{(a)}(0)}{\pi c^3} \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right)^4 \sum_i p_i \Phi(x_i);$$

$$x_i = \frac{\hbar \omega_i}{k_B T}; \quad \Phi(x_i) = \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} \frac{1}{1 - (x/x_i)^2} dx.$$

Наша цель – отн. Неопределенность частоты 10^{-17} - 10^{-18} в атомных часах. BBR сдвиг – одно из главных припятствий. Оценки относительного BBR сдвига при 300 К:

species	transition	$ \Delta\nu/\nu \times 10^{18}$
Al ⁺	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	8(3)
In ⁺	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	< 70
Ag	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$	190
Yb ⁺	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$	234(110)
Hg	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	240
Mg	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	394(11)
Yb ⁺	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$	580(30)
Sr ⁺	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$	670(250)
Ca	$^1S_0 \rightarrow ^3P_1$	2210(50)
Yb	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	2400(250)
Sr	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	5500(70)
Cs	$F=4 \rightarrow F=3$	21210(260)

Три подхода к проблеме VBR сдвига:

1. Использовать криогенную технику и подавить VBR до пренебрежимого уровня.

Levi, et al. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control **57**, 600 (2010); Middelmann et al., IEEE Trans. Instrum. Meas. **60**, 2550 (2011).

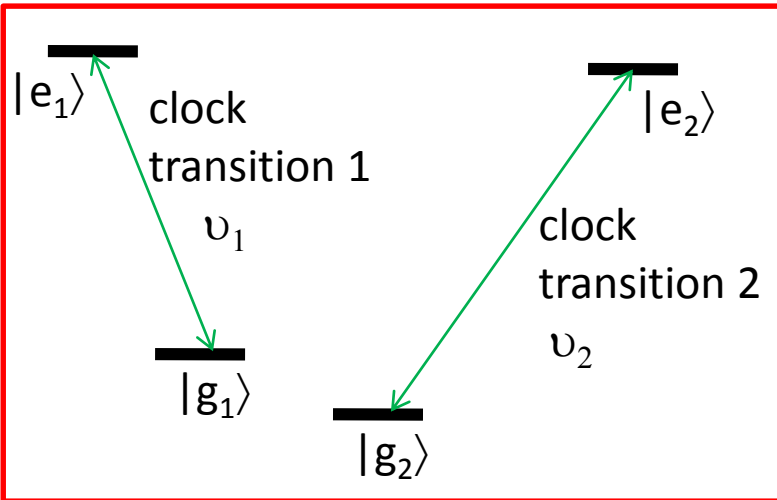
2. Второй подход основан на выборе атома или иона, в котором оба уровня реперного перехода имеют приблизительно одинаковые VBR сдвиги. Наиболее удачный вариант - Al^+ .

Wineland et al. Science **309**, 749 (2005); Rosenband et al. PRL **98**, 220801 (2007); Chou et al. PRL **104**, 070802 (2010).

3. Прецизионный контроль температуры (лучше чем 0.1 K). Например на базе т.н. VBR термометра, основанного на спектроскопии ридберговских состояний.

Ovsianikov et al. PRL **107**, 093003 (2011).

Идея синтетической частоты почти свободной от VBR сдвига



Главная температурная зависимость T^4 :

$$\Delta_{\text{VBR}}(T) = \alpha T^4$$

Рассмотрим частоты и VBR сдвиги двух реперных переходов в одном и том же ТД окружении:

$$\nu_1(T) = \nu_1(0) + \alpha_1 T^4; \quad \nu_2(T) = \nu_2(0) + \alpha_2 T^4$$

Введем коэффициент $\varepsilon_{12} = \alpha_1 / \alpha_2$.

Видно, что лин. комбинация $\nu_1(T) - \varepsilon_{12} \nu_2(T)$ не содержит VBR сдвиг:

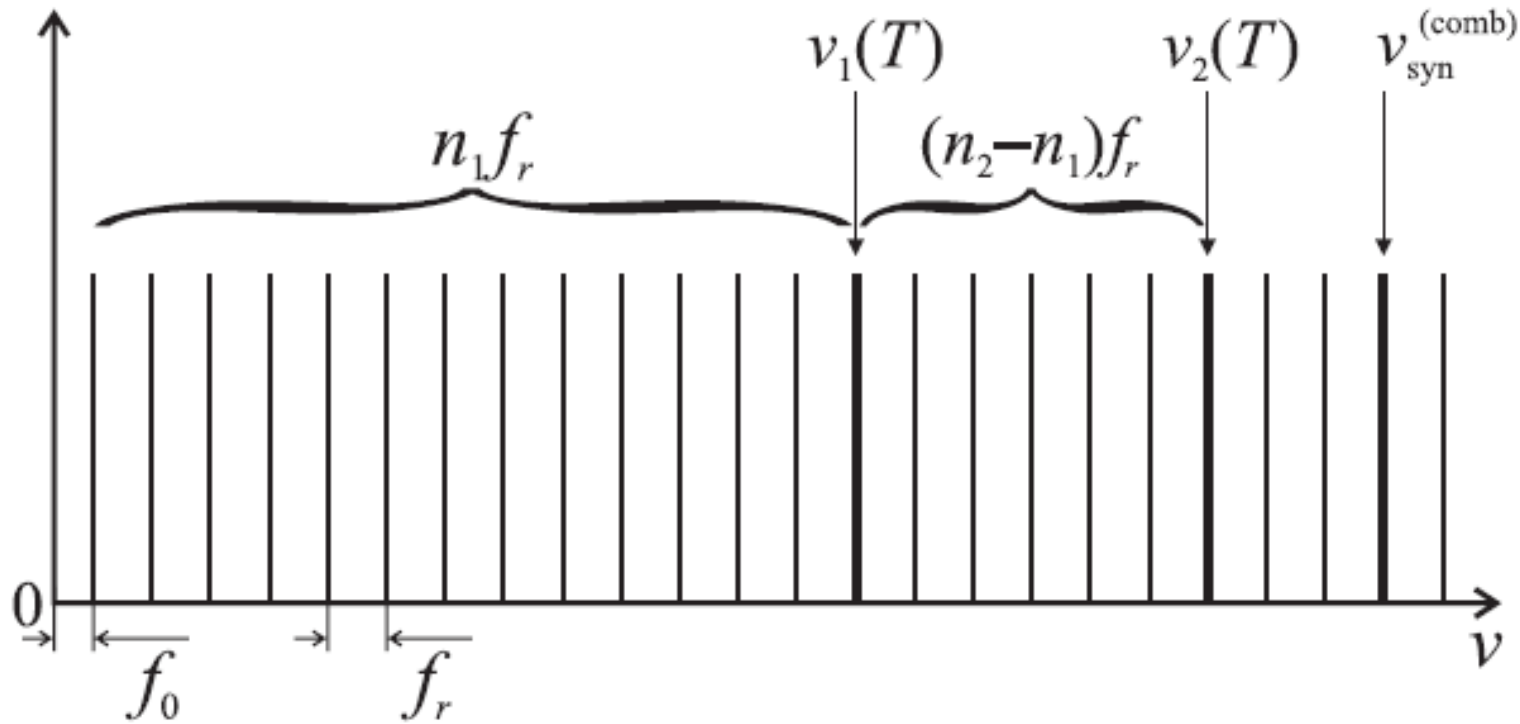
$$\nu_1(T) - \varepsilon_{12} \nu_2(T) = \nu_1(0) - \varepsilon_{12} \nu_2(0)$$

Можем определить синтетическую частоту свободную от VBR сдвига:

$$\nu_{\text{syn}} = R(\nu_1 - \varepsilon_{12} \nu_2)$$

где R — некоторый коэффициент. Частота ν_{syn} может быть использована в качестве реперной в атомных часах. Коэффициент ε_{12} может быть относительно легко определен из экспериментов (не нужна калибровка интенсивности). [Yudin, Taichenachev, Bagayev et al. PRL, 2011].

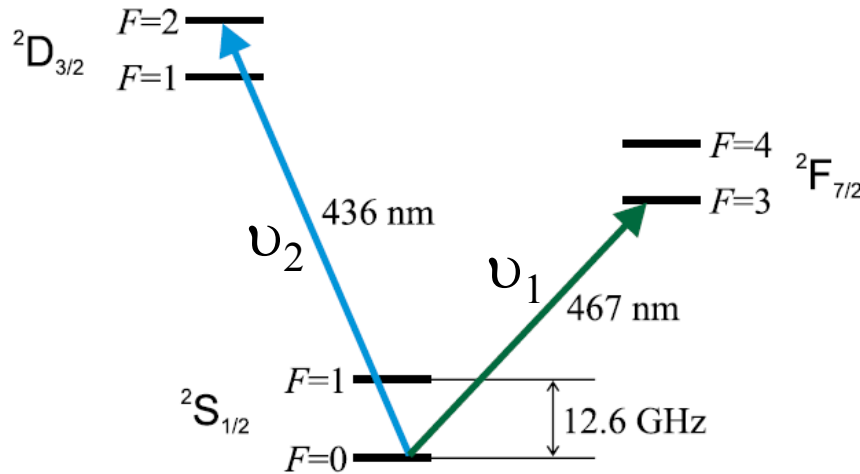
Физическая реализация синтетической частоты с использованием фемтосекундного синтезатора частот стабилизированного по двум реперным частотам:



$$\nu_{\text{syn}}^{(\text{comb})} = \frac{\nu_1^{(0)} - \varepsilon_{12} \nu_2^{(0)}}{1 - \varepsilon_{12}}$$

Возможные варианты реализации синтетической частоты:

1. Ион $^{171}\text{Yb}^+$

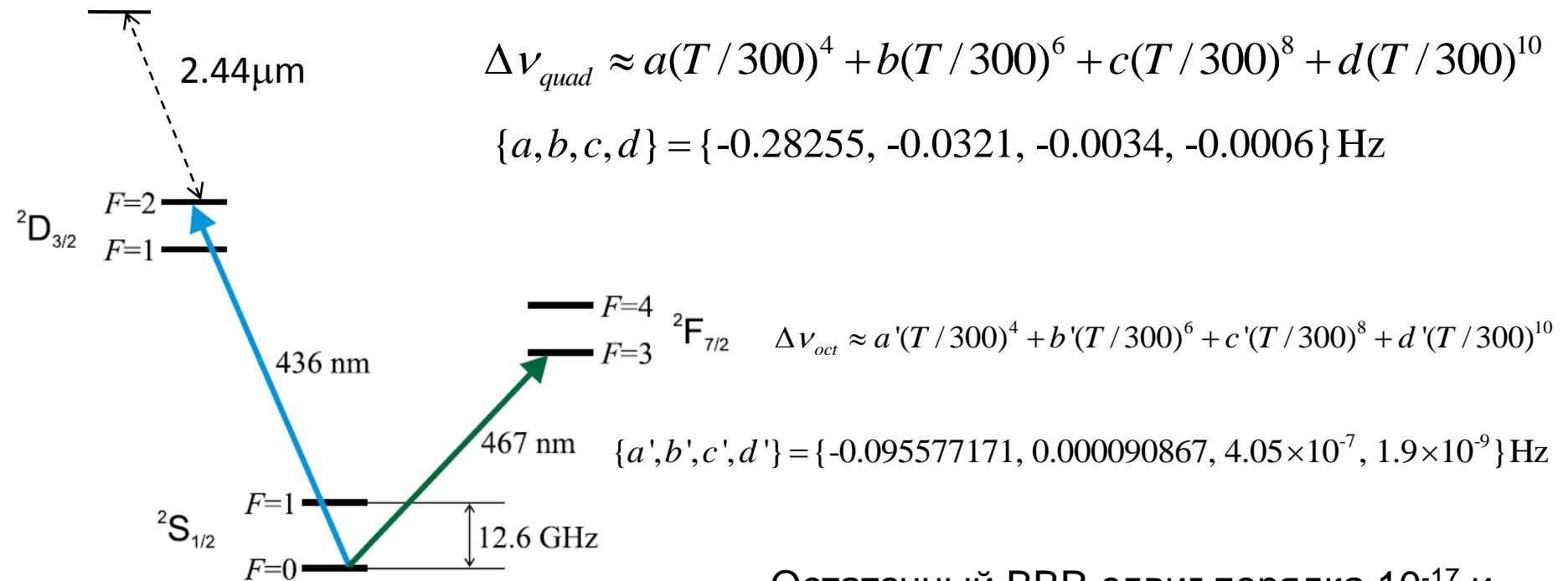


2. Переходы $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ в щелочноземельных (и подобных) атомах (например, Sr и Yb) в оптических решетках в одной и той же вакуумной камере.

Основное ограничение метода СЧ

$$\Phi(f_i) \approx \sum_{k=0}^K (2k+3)! \zeta(2k+4) (1/f_i)^{2k}$$

$$\Delta_{\text{BBR}}(T) = \alpha T^4 + \beta T^6 + \gamma T^8 \dots$$



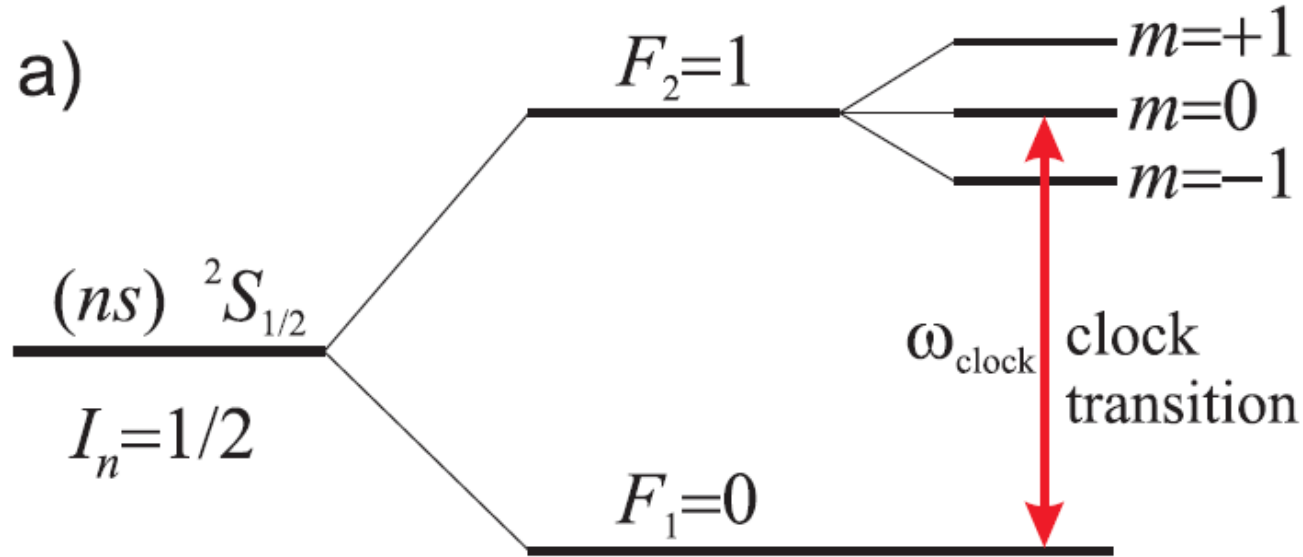
V. I. Yudin, A. V. Taichenachev et al., Phys. Rev. Lett.
107, 030801 (2011).

Остаточный BBR сдвиг порядка 10^{-17} и может быть снижен до уровня ниже 10^{-18} (с использованием экспериментальных данных и теоретических расчетов).

Атомные часы на основе магнитодипольных переходов многозарядных ИОНОВ

На пути к уровню 10^{-19} – 10^{-20} относительной неопределенности

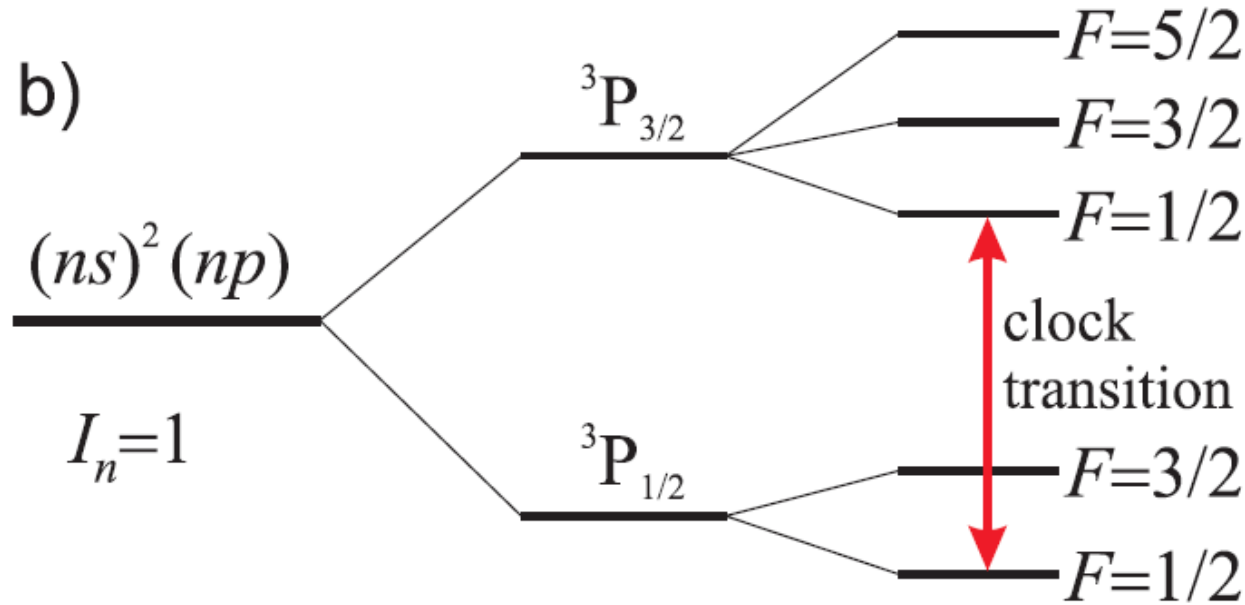
Magneto-dipole optical hyperfine transition for hydrogen- and lithium-like highly-charged ions ($N_e=1$ and 3)



Isotope	N_p	N_e	$Z_i + 1$	λ_{clock} (μm)	$\gamma_{\text{sp}}/2\pi$ (Hz)
^{207}Pb	82	1	82	0.886	6.2
^{205}Tl	81	1	81	0.335	114.2
^{205}Tl	81	3	79	???	???
^{203}Tl	81	1	81	0.338	111.2
^{203}Tl	81	3	79	???	???
^{199}Hg	80	1	80	1.15	2.8
^{195}Pt	78	1	78	1.08	3.4
^{171}Yb	70	1	70	2.16	0.43

Hyperfine transitions in hydrogen- and lithium-like highly-charged ions ($N_e=1, 3$) with wavelengths $\lambda_{\text{clock}} < 3 \mu\text{m}$. Here we list stable isotopes with nuclear spin $I_n=1/2$.

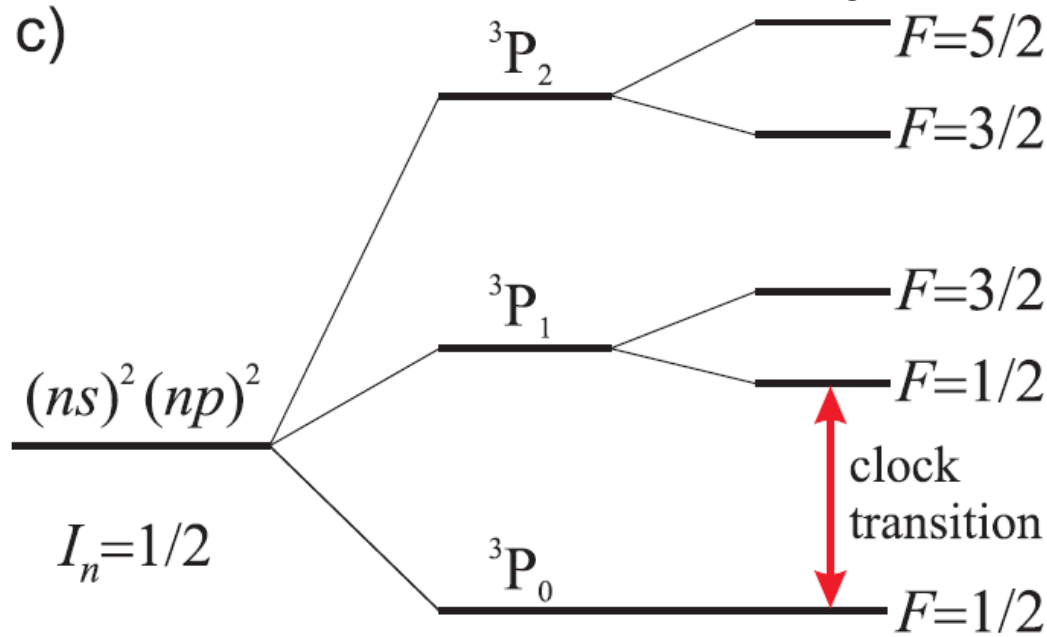
Magneto-dipole fine transition ${}^3P_{1/2} \rightarrow {}^3P_{3/2}$ for single valence p -electron ($N_e=5,13,31,63$)



To suppress the quadrupole shift we should use isotopes with nuclear spin $I_n=1, 3/2$.

The residual ion charge Z_i is determined by requiring that λ_{clock} is in the optical region. For example, for Al-like ions (number of electrons $N_e=13$) our calculations show that for $20 < Z_i < 30$ $\lambda_{\text{clock}}=0.5\text{--}3\text{ }\mu\text{m}$. For the ${}^3P_{1/2} \rightarrow {}^3P_{3/2}$ transition the linear Zeeman shift can be eliminated by averaging over two clock transitions with opposite magnetic quantum numbers m , which are shifted oppositely.

Magneto-dipole fine transition ${}^3P_0 \rightarrow {}^3P_1$ for two valence p -electron ($N_e=6,14,32,64$)



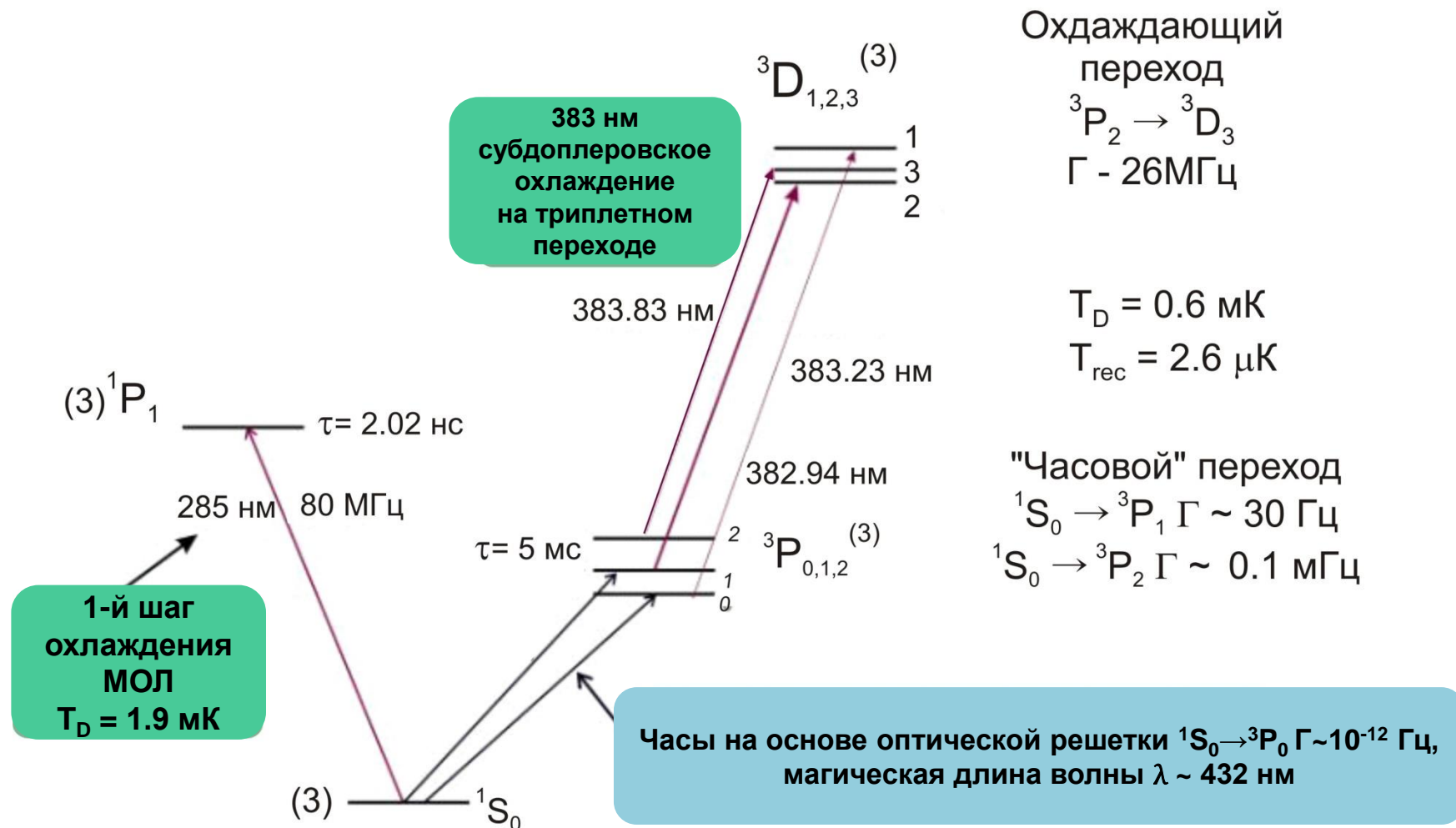
By choosing isotopes with $I_n=1/2, 1, 3/2$ one may also either eliminate or substantially suppress the quadrupole shift. Indeed, for the $I_n=1/2$ isotopes the proper choice of the clock transition would be $|{}^3P_0, F=1/2\rangle \rightarrow |{}^3P_1, F=1/2\rangle$ with identically vanishing quadrupole shift. For the $I_n=1$ isotopes one should use the $|{}^3P_0, F=1\rangle \rightarrow |{}^3P_1, F=0\rangle$ transition, and for the $I_n=3/2$ isotopes – the $|{}^3P_0, F=3/2\rangle \rightarrow |{}^3P_1, F=1/2\rangle$ transition. Compared to the single p -electron case (see previous page), an additional benefit of such HCIs is the simple single-component structure of the ground state which simplifies the initial state preparation.

Разработка современных оптических стандартов частоты в ИЛФ СО РАН

Нейтральные атомы магния и
одионочный ион иттербия

Стандарт частоты на основе ультрахолодных атомов Mg

(субдоплеровское охлаждение атомов до $T \sim 10 \mu\text{K}$ в оптической решетке)

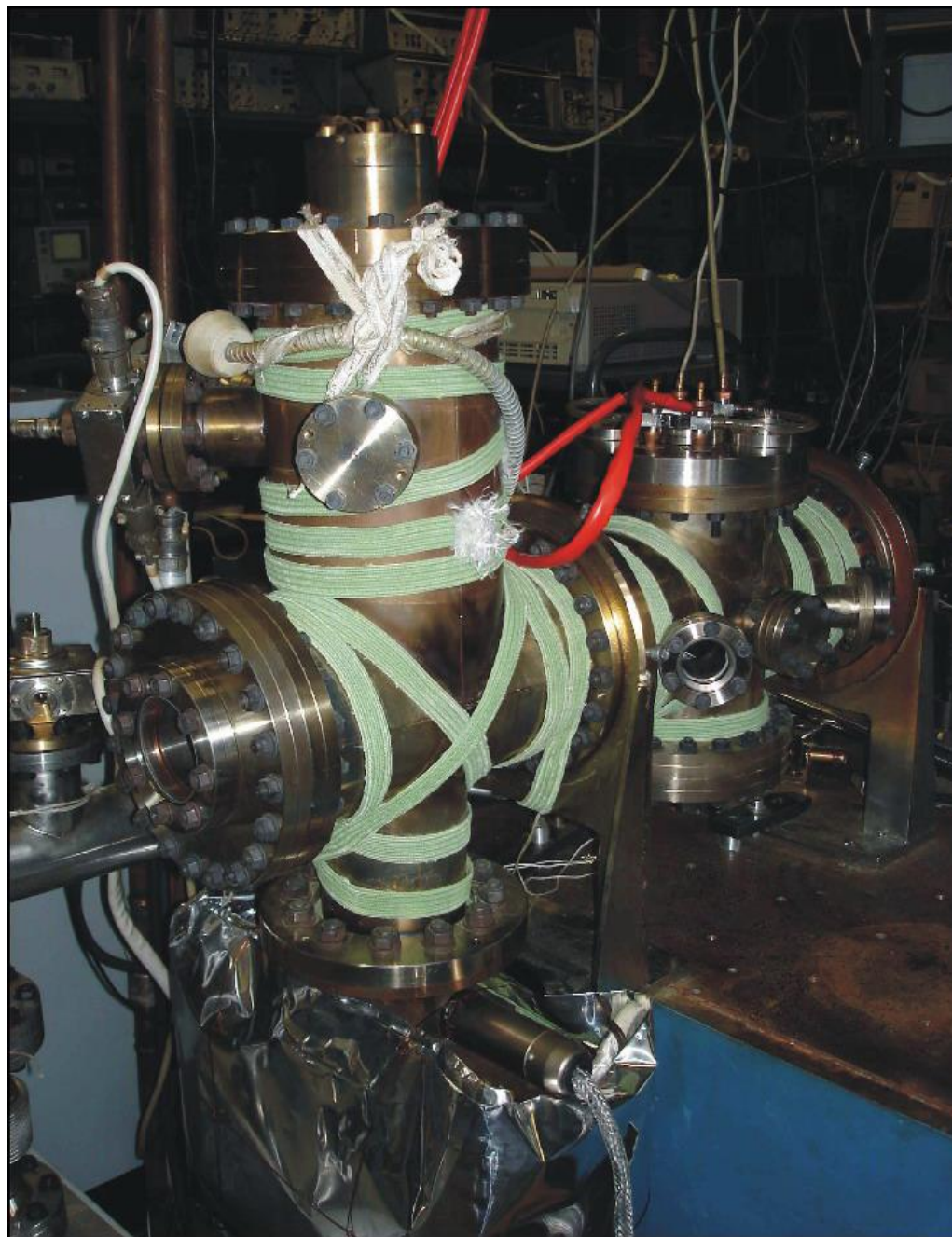
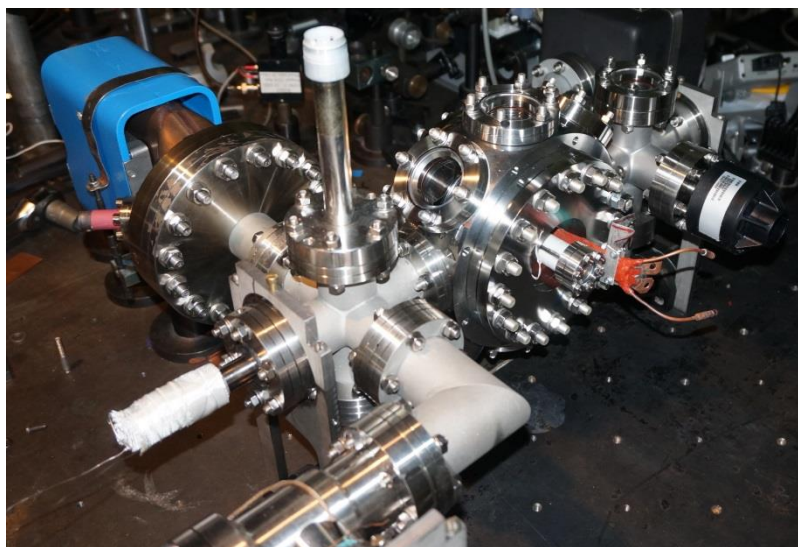


T_D – доплеровская температура,
 T_{rec} – температура эффекта отдачи,
МОЛ – магнитооптическая ловушка

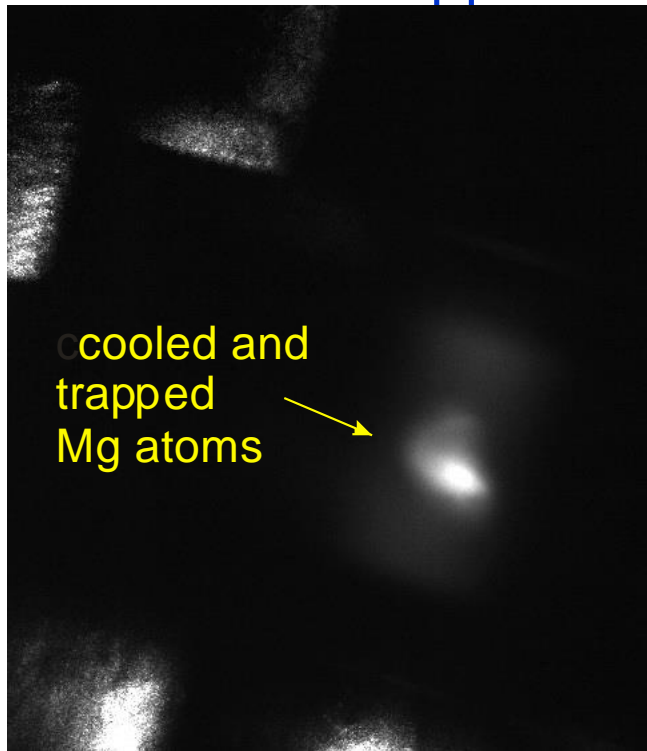
При использовании МИС+ГРС
достижимая относительная стабильность
частоты $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-17} - 10^{-18}$

Магнитооптическая ловушка для Mg

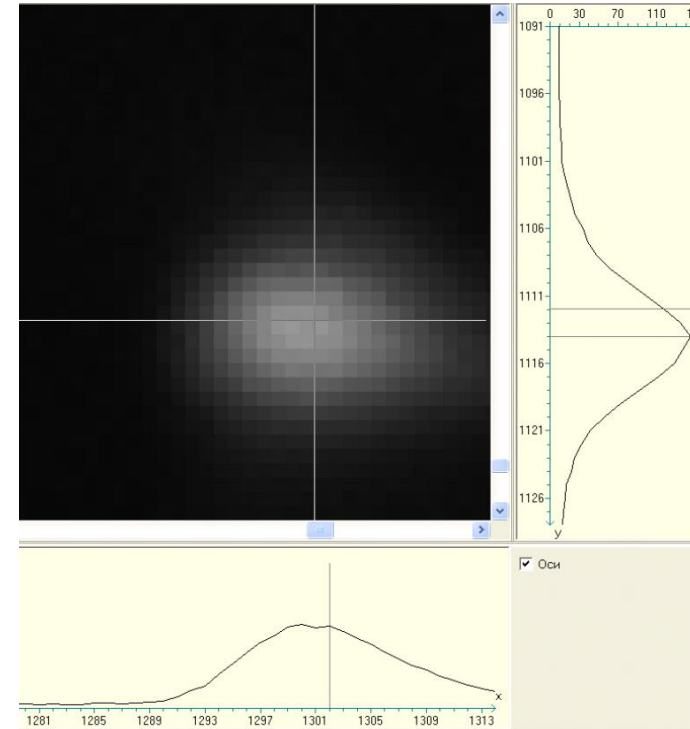
Уровень вакуума 10^{-10} Torr.



Экспериментальная реализация лазерного охлаждения и захвата атомов Mg в МОЛ



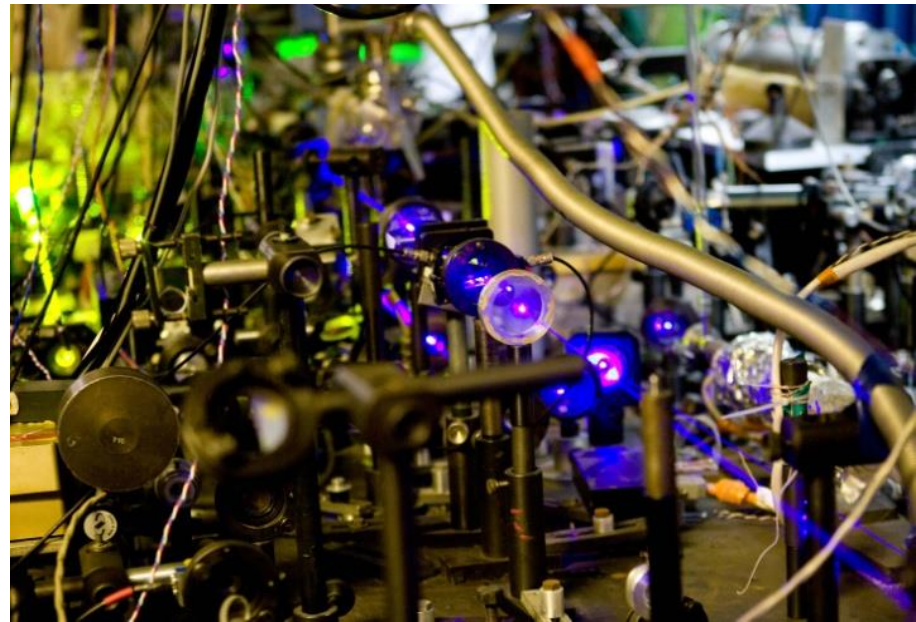
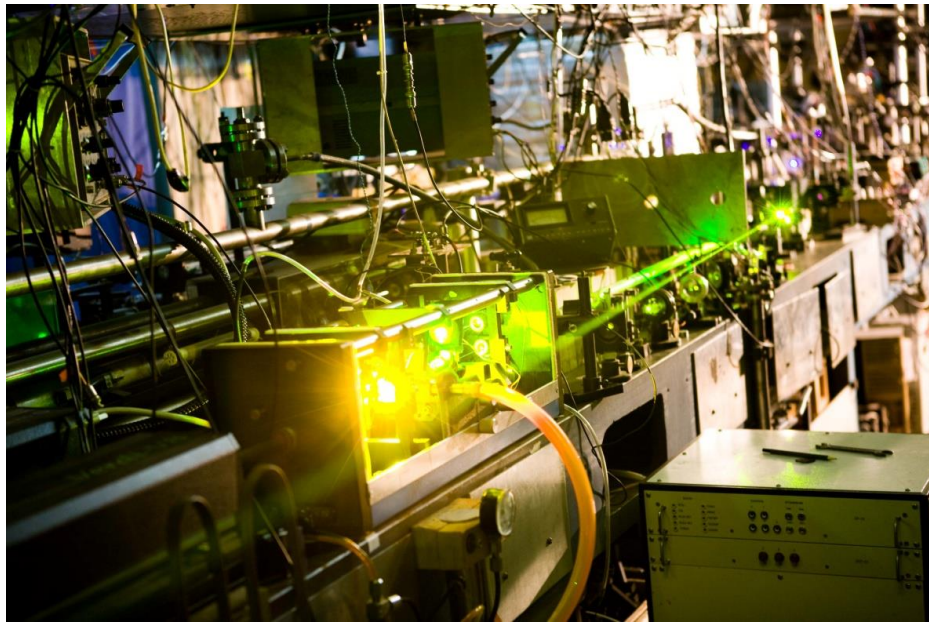
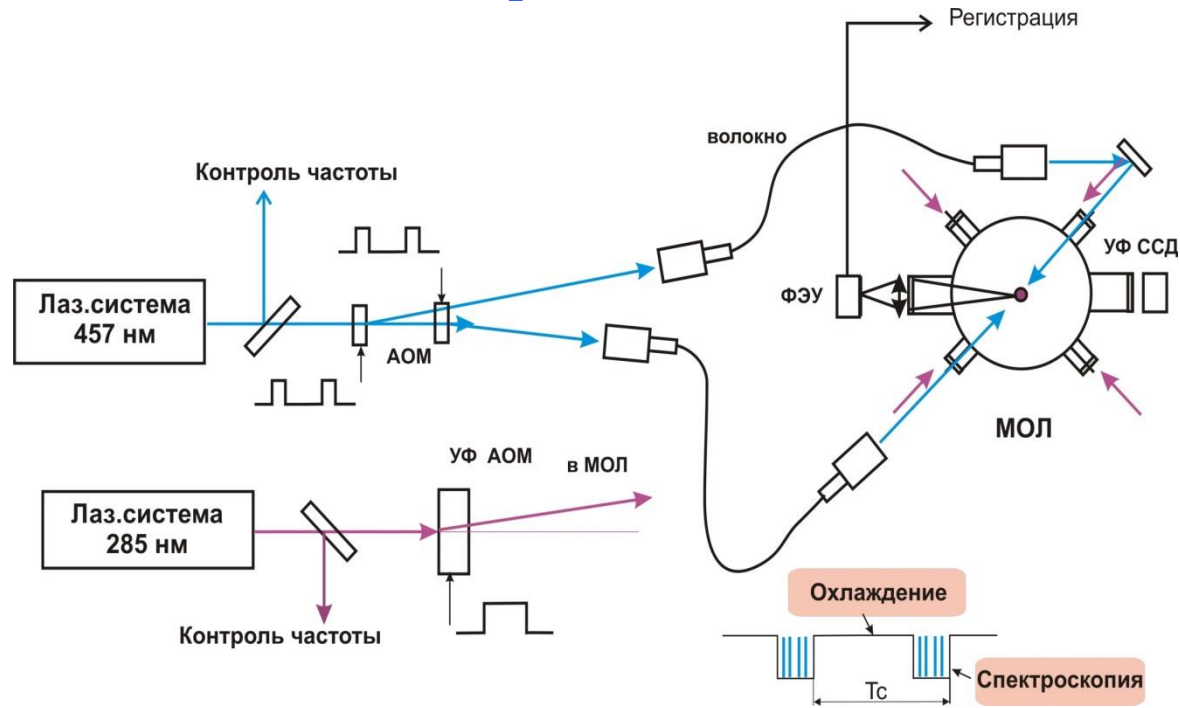
Detected with UV CCD camera
 $\text{dB}/\text{dz} = 150 \text{ G}/\text{cm}$

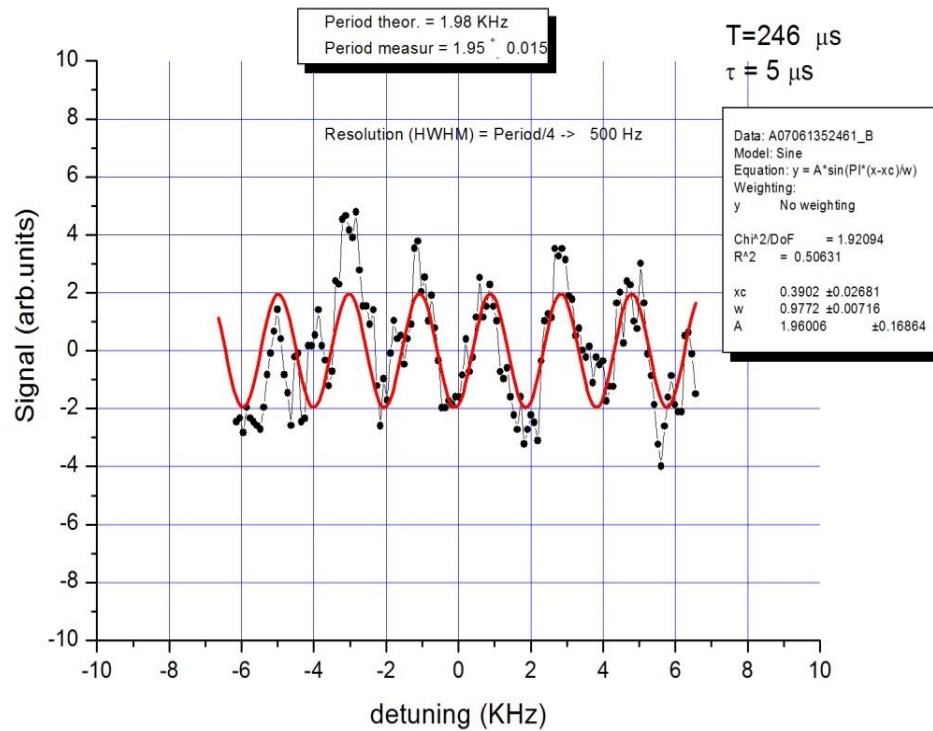


$N_{\text{at}} \sim 10^6 - 10^7$

Cloud diameter $\sim 0.2 - 0.5 \text{ mm}$
 $T \sim 3 - 5 \text{ mK}$ - estimated with
“time off – flight\release and
recapture” experiment

Схема оптического стандарта частоты на основе холодных атомов магния



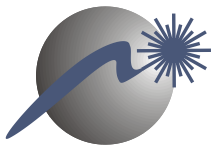


$\Gamma = 500 \text{ Гц (HWHM)}$

$Q = 1.3 \cdot 10^{12}$

$\sigma(\tau) \sim 5 \cdot 10^{-16} / \tau^{1/2}$
(QPN limit - SQL)

При стабилизации частоты излучения по узким резонансам Рамси впервые в России создан оптический стандарт частоты на основе холодных и локализованных в МОЛ атомов



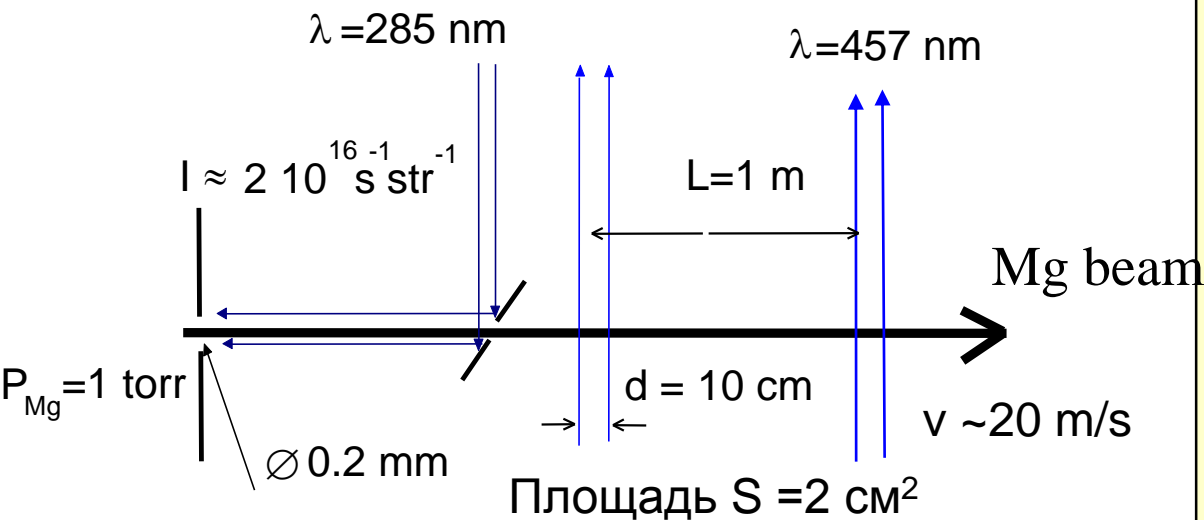
INSTITUTE of LASER PHYSICS
NOVOSIBIRSK, RUSSIA

Mg атомно-оптический интерферометр на основе медленного пучка

Параметры «охлаждающего» перехода:

$$\Gamma = 80 \text{ MHz}, \quad I_{\text{sat}} \approx 0.5 \text{ W/cm}^2$$

$$F = \frac{\hbar k}{2\tau} \frac{S}{1+S}; \quad S \rightarrow \infty \quad L_{\text{stop}} \approx 3 \text{ cm}; \quad \Delta v_{\text{dif}} = (\hbar / \tau m)^{1/2} \approx 1 \text{ m/s}; \quad \Delta v_{\text{Dopp}} = \gamma / k \approx 20 \text{ m/s}.$$



При $S/N \sim 10^3 \text{ s}^{-1/2}$

ARW $10^{-8} [\text{rad/s}] \tau^{-1/2}$

При времени интегрирования

$\tau = 100 \text{ сек}$

$\sigma_{\text{угл.ск.}} = 10^{-9} \text{ рад/сек}$

дрейф нулевого направления
 $\sim 10^{-5} \text{ гр/час}$

сдвиг полосы $\delta\phi \sim 6 \text{ рад}$ при скорости вращения Ω Земн.

Схема установки по замедлению и охлаждению пучка атомов магния в ИЛФ СО РАН

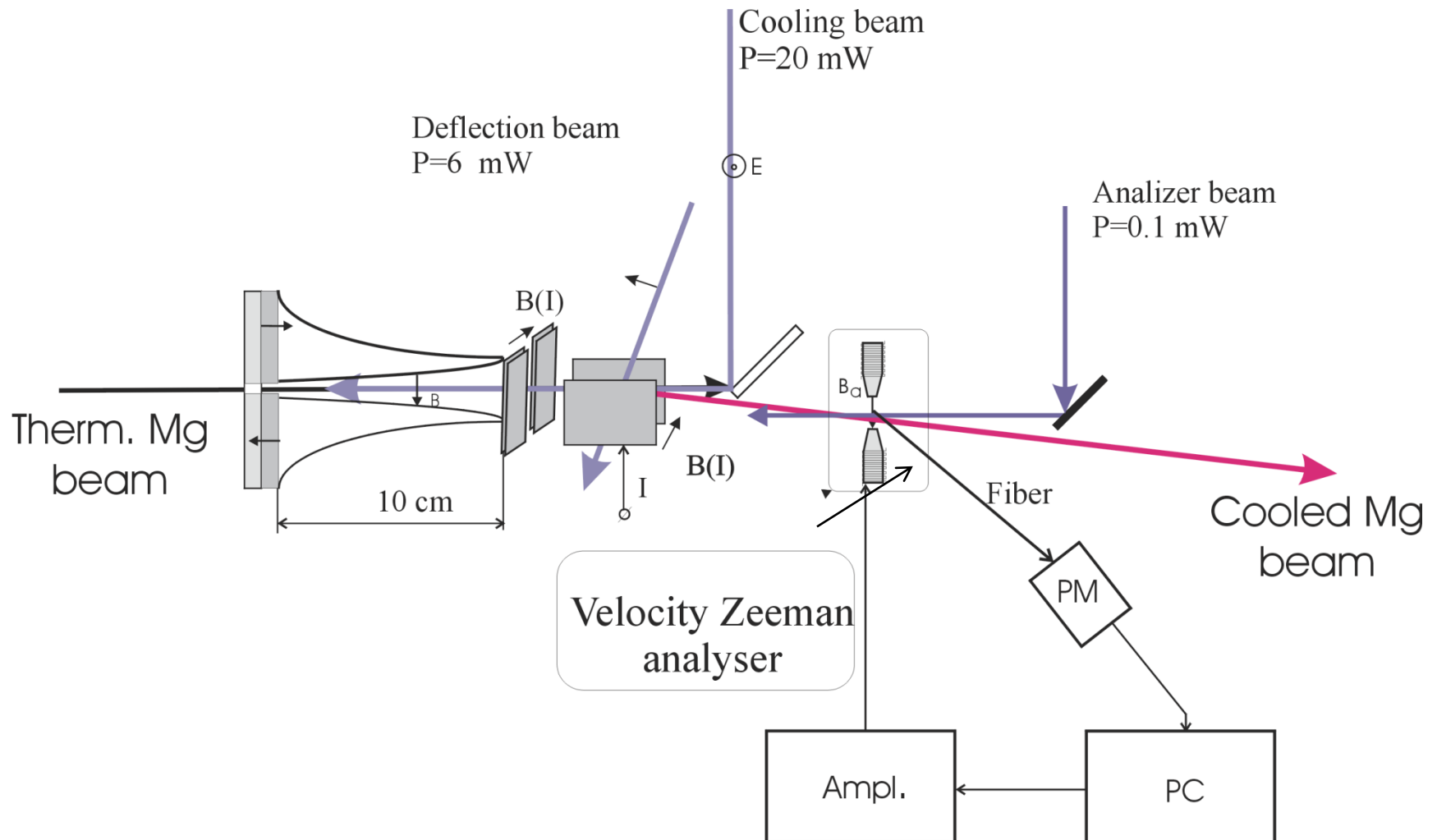
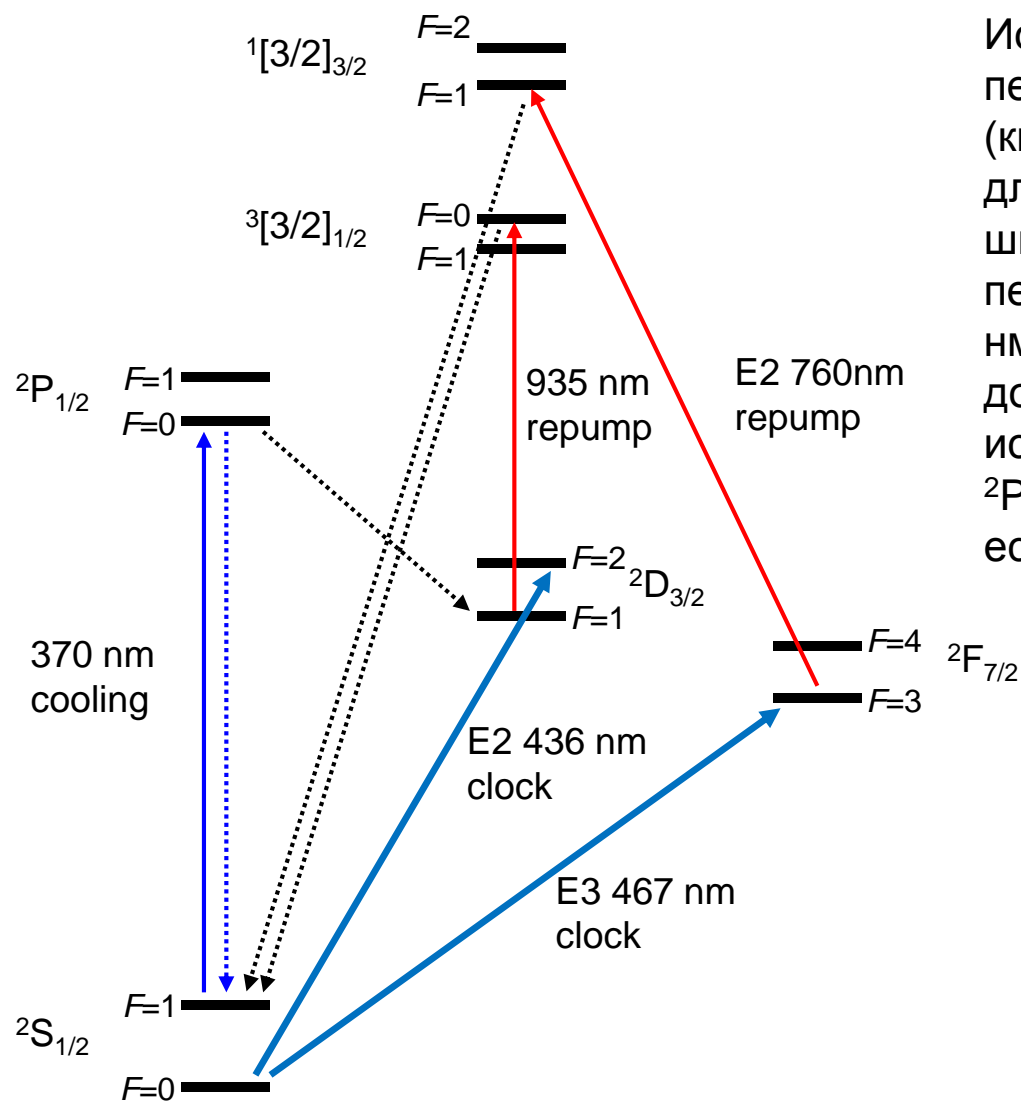


Схема энергетических уровней $^{171}\text{Yb}^+$



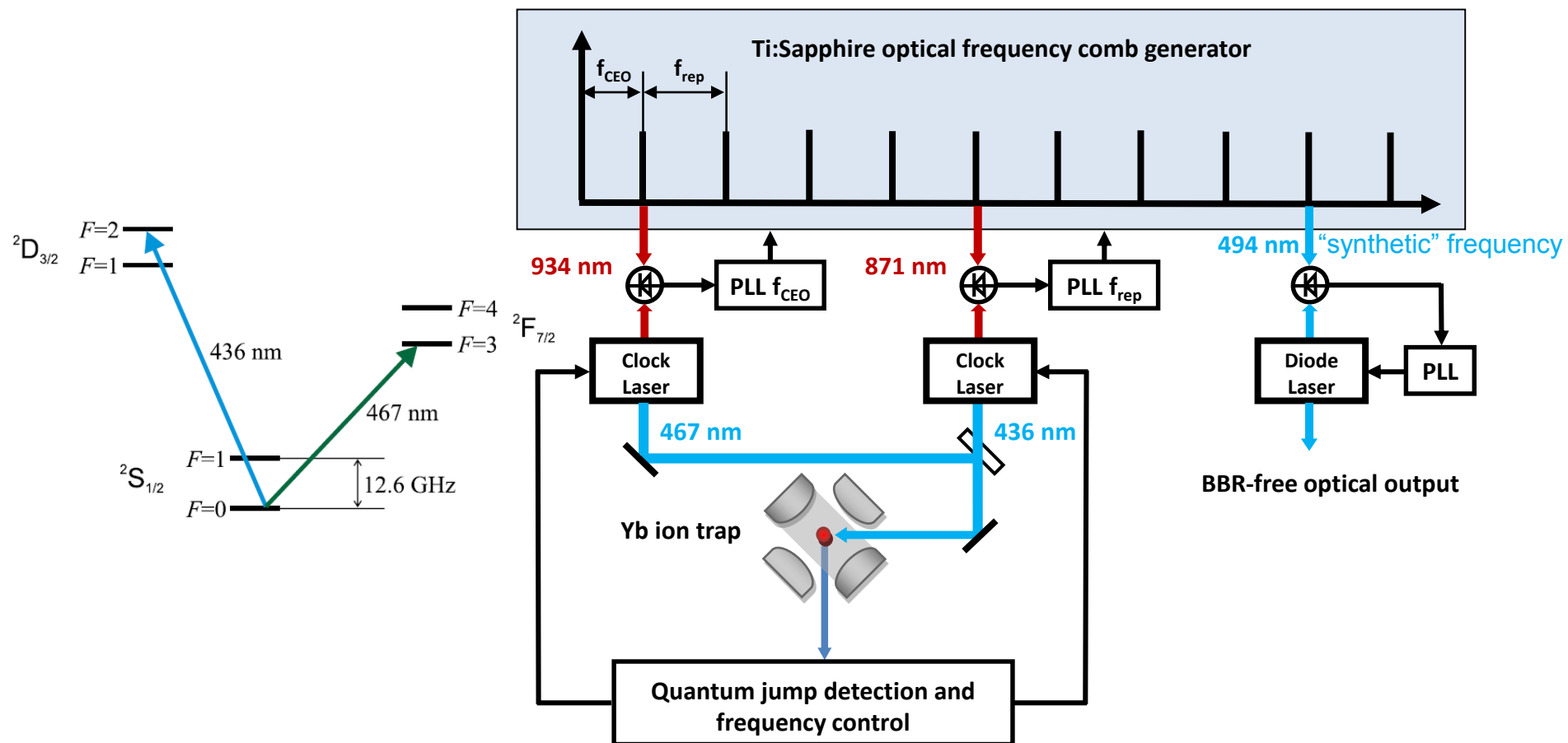
Ион иттербия-171 имеет два сверхузких перехода в оптическом диапазоне (квадрупольный переход $2S_{1/2} \rightarrow 2D_{3/2}$ с длиной волны 435.5 нм и естественной шириной 3.1 Гц, а также октупольный переход $2S_{1/2} \rightarrow 2F_{7/2}$ с длиной волны 467 нм и шириной несколько наногерц. Для доплеровского охлаждения иона используется дипольный переход $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ с длиной волны 369.5 нм и естественной шириной линии 23 МГц.

Подавление теплового сдвига частоты часового перехода

Наличие в ионе иттербия двух сверхузких оптических переходов позволяет реализовать вариант стандарта на «синтетической» частоте.

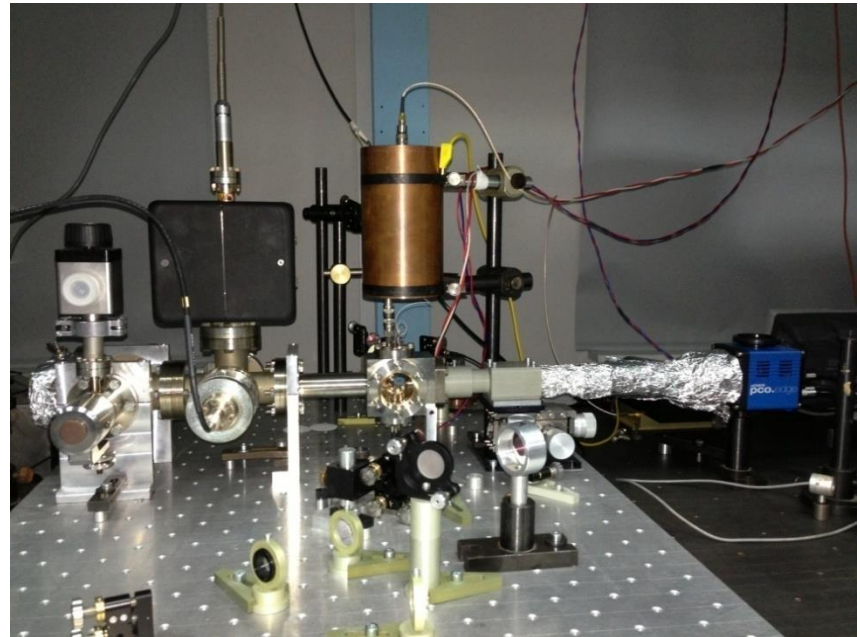
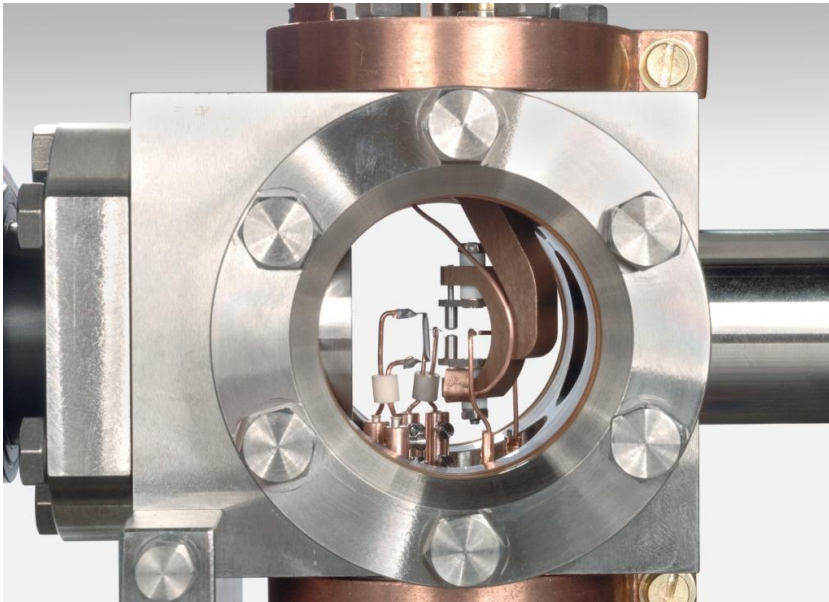
Для иона $^{171}\text{Yb}^+$ при комнатной температуре относительный остаточный тепловой сдвиг для «синтетической» частоты составляет величину порядка 10^{-18} , когда в качестве ν_1 и ν_2 используются октупольный (467 нм) и квадрупольный (436 нм) оптические переходы.

Таким образом, стандарт на «синтетической» частоте для иона $^{171}\text{Yb}^+$ может быть реальным конкурентом стандарту на ионе Al^+ , где относительная неопределенность из-за теплового сдвига оценивается как $3 \cdot 10^{-18}$ [Chou et al. PRL **104**, 70802 (2010)].



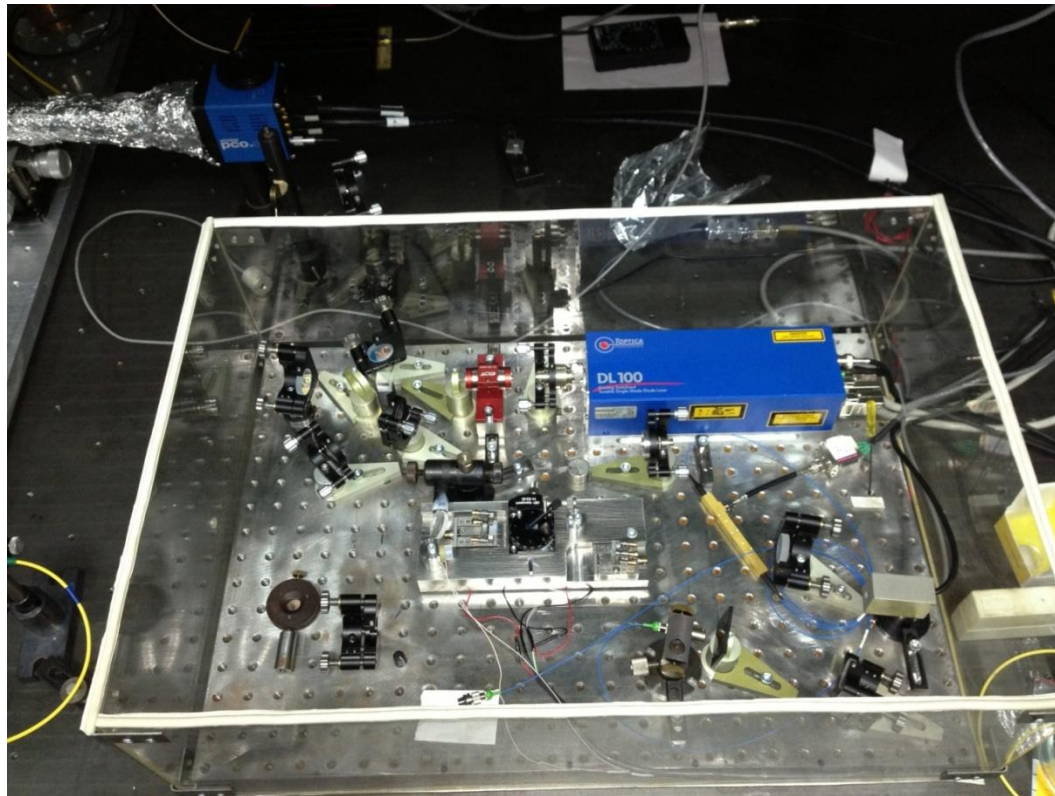


- Создана РЧ ловушка.
- Созданы лазерная система для охлаждения ионов и система оптического детектирования ионов в ловушке по флуоресценции.
- Отработаны принципы лазерного охлаждения, захвата и удержания в РЧ ловушке одиночных ионов иттербия.
- Разработана лазерные системы для возбуждения часовых переходов.
- Ведутся эксперименты по прецизионной спектроскопии квадрупольного перехода.

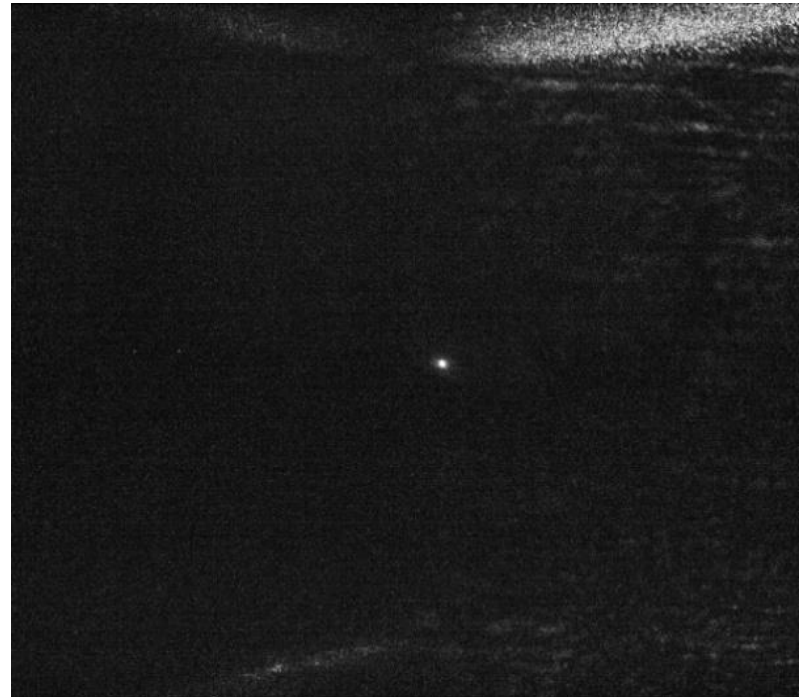
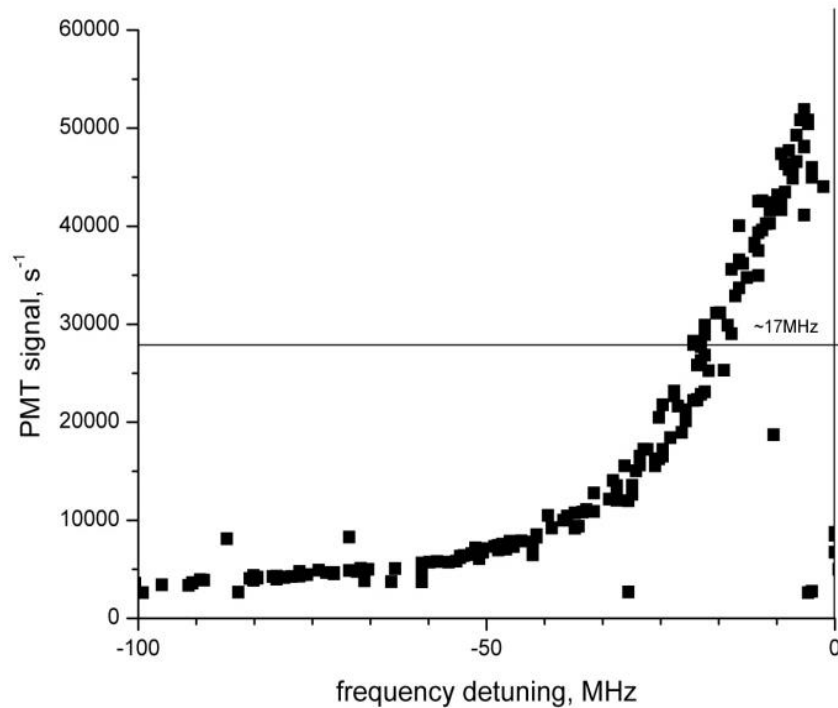


Уровень вакуума в камере с ловушкой $5 \cdot 10^{-10}$ Torr

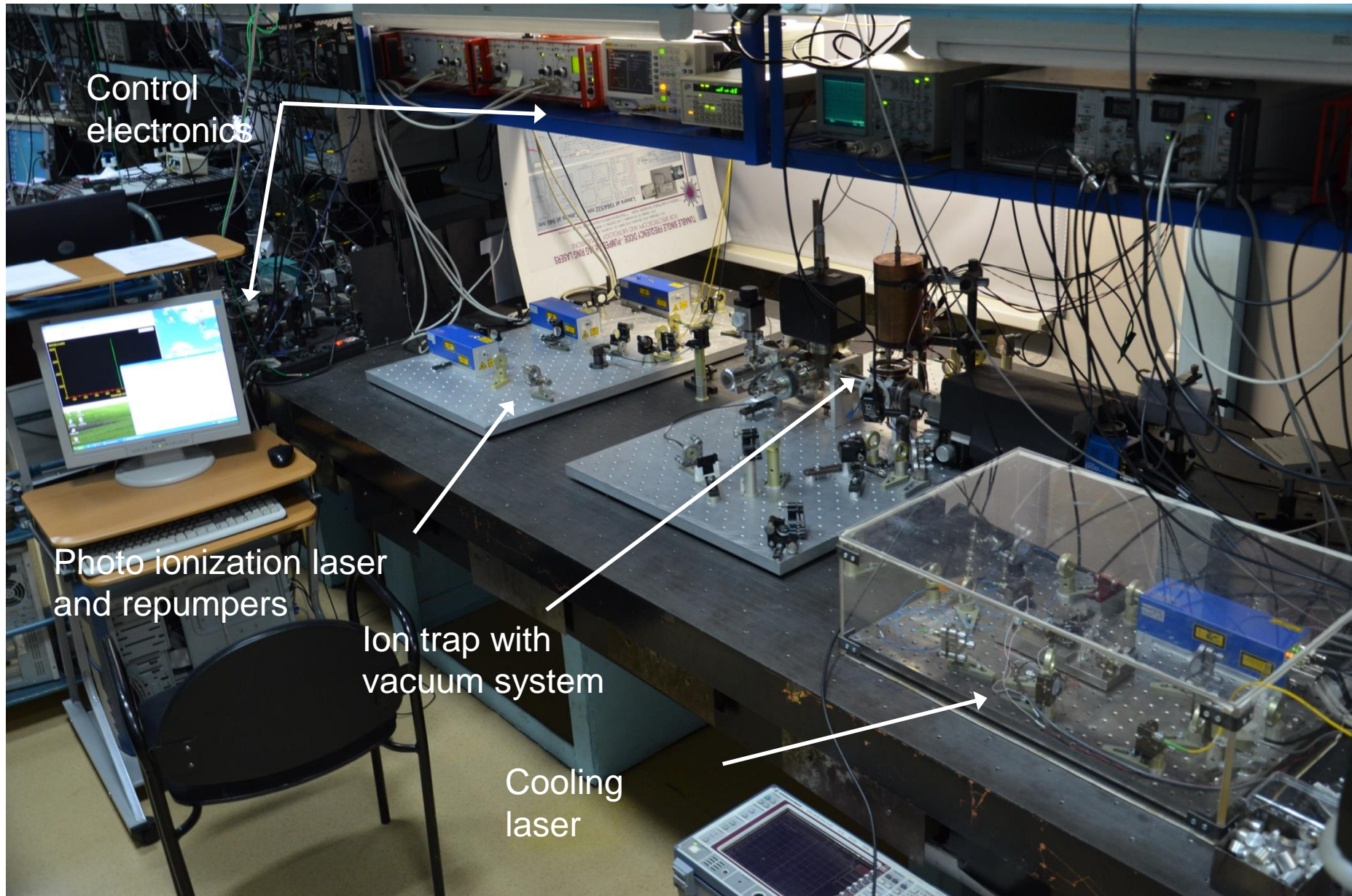
Доплеровское охлаждение иона $^{171}\text{Yb}^+$ осуществляется на квазициклическом электрическом дипольном переходе $^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow ^2P_{1/2}(F=0)$. Для этого используется удвоенная частота диодного лазера с внешним резонатором с длиной волны 739 нм. Удвоение частоты осуществляется с помощью кристалла BiBO_3 , встроенного в кольцевой резонатор с резкостью ~ 400 и с областью свободной дисперсии равной ~ 750 МГц, который служит одновременно и опорным резонатором для стабилизации частоты лазера. Выходная мощность лазера на длине волны 369,5 нм составляет около 100 мВт. Излучение диодного лазера модулируется электрооптическим модулятором на частоте 14,75 ГГц для генерации спектральных компонент, возбуждающих сверхтонкую компоненту охлаждающего перехода $^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow ^2P_{1/2}(F=1)$, которая не возбуждается резонансным охлаждающим излучением.



Сигнал флуоресценции и изображение одинокго иона в ловушке



Оптический стандарт частоты на одиночном ионе Yb^+

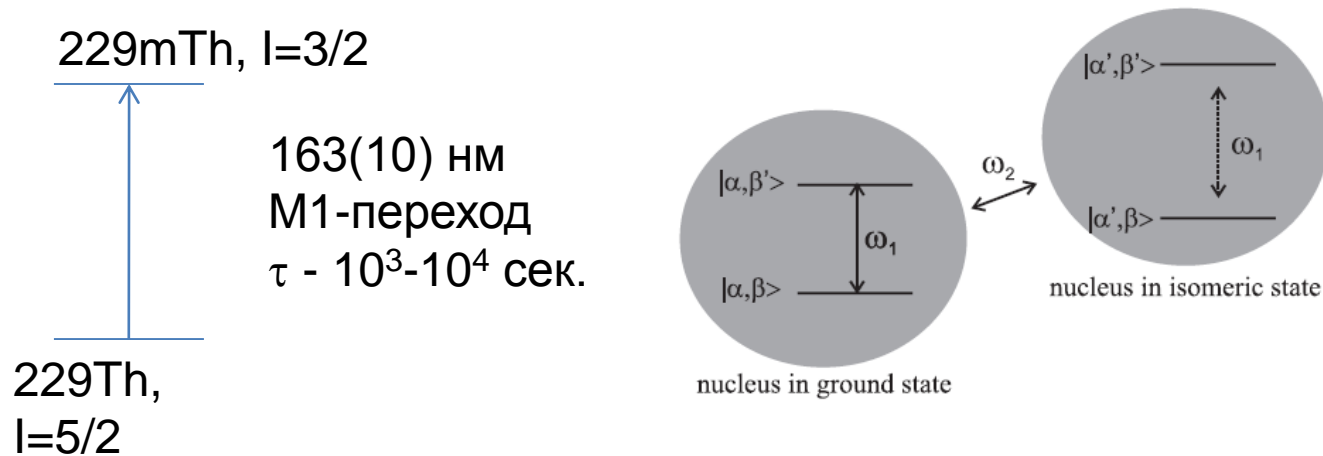


Ядерные оптические часы

- Основные идеи и методы

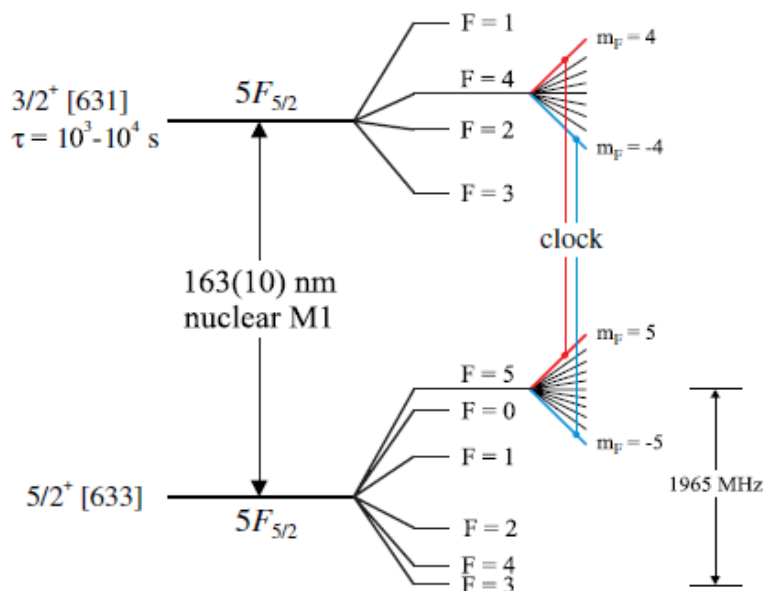
Пионерское предложение (Е. Peik, Chr. Tamm, 2002)

- Основная идея – ядро и переходы между ядерными энергетическими уровнями гораздо менее чувствительны к внешним полям и их флуктуациям, чем переходы в электронной подсистеме атома или иона.
- Основная проблема – ядерные переходы, как правило, лежат в гамма диапазоне.
- Единственное известное исключение – ядро Th-229, переход между основным и метастабильным (изомерным) состоянием с энергией ~ 7.6 eV (163 нм).
- Возможно прямое возбуждение ультрастабильным лазером и лазерное же детектирование перехода по изменению величины сверхтонкого расщепления.



Современный вариант ядерных часов и оценка погрешностей (Kuzmich et al. 2012)

- Для уменьшения квадратичного зеемановского сдвига и ширины резонанса надо использовать подуровни основного электронного состояния иона $^{229}\text{Th}^{3+}$

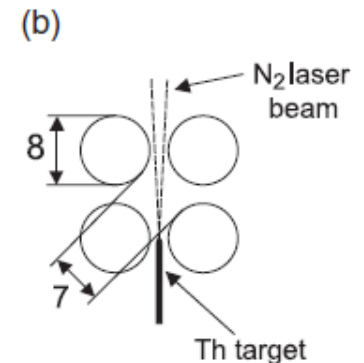
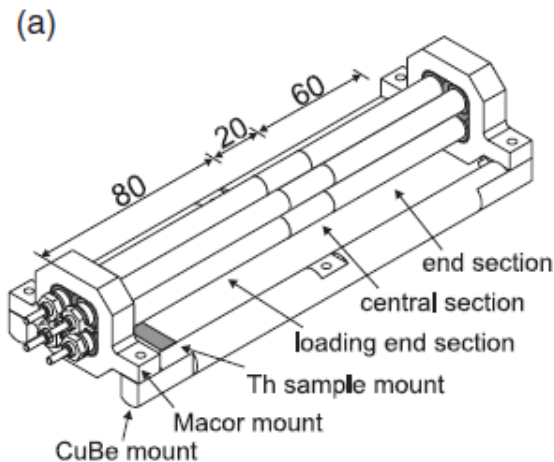
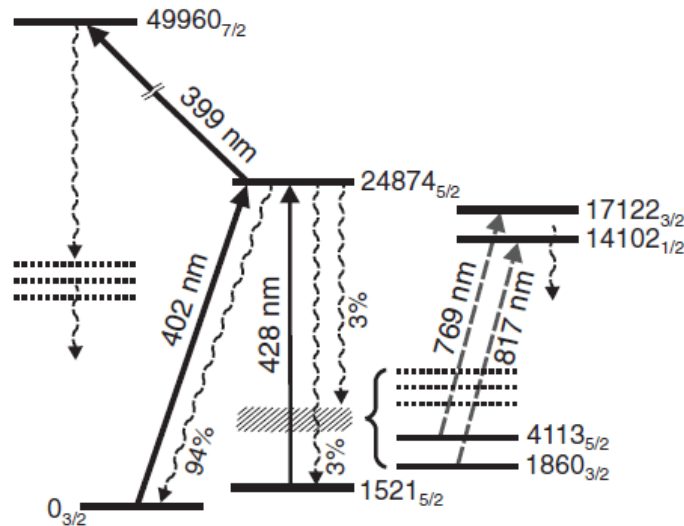


Effect	Shift (10^{-20})	Uncertainty (10^{-20})
Excess micromotion	10	10
Gravitational	0	10
Cooling laser Stark	0	5
Electric quadrupole	3	3
Secular motion	5	1
Linear Doppler	0	1
Linear Zeeman	0	1
Background collisions	0	1
Blackbody radiation	0.013	0.013
Clock laser Stark	0	$\ll 0.01$
Trapping field Stark	0	$\ll 0.01$
Quadratic Zeeman	0	0
Total	18	15

Возможно достижение относительной неопределенности частоты 10^{-19}

Работы в РТВ в сотрудничестве с ИЛФ СО РАН направлены на решение основной проблемы:

- Частота перехода 1.8 пикогерц известна лишь приближенно из косвенных измерений (ядерная физика). Никто не наблюдал непосредственно этот оптический переход!
- Основная идея искать этот переход в ионе $^{229}\text{Th}^+$, где плотность электронных уровней выше и возможно возбуждение изомерного состояния через электронный мост.
- Ведутся работы по двухфотонному возбуждению уровней ионов Th в линейной ловушке Пауля, которые могут оказаться близки по энергии к метастабильному уровню ядра.



Планы на будущее

- Магний: реализация субдоплеровского охлаждения, загрузка в оптическую решетку на магической длине волны, магнито-индуцированная спектроскопия $0 \rightarrow 0$ перехода в решетке, гипер-Рэмси.
- Иттербий: спектроскопия квадрупольного и октупольного переходов, реализация гипер-рэмсиевской спектроскопии и спектроскопии синтетической частоты.
- Теория: разработка и исследование новых методов прецизионной спектроскопии ультрахолодных атомов, исследование полевых сдвигов частоты различной природы и разработка методов их минимизации.
- Ионы: компактные транспортируемые атомные часы (10^{-17} - 10^{-18}), релятивистская геодезия; многоионные ловушки, квантовая информатика и квантовая метрология; многозарядные ионы ; выход на уровень 10^{-19} - 10^{-20} .
- Нейтральные атомы: атомные интерферометры – высокочувствительные датчики вращений и ускорений. Магний, цезий, рубидий, БЭК.

Заключение

- Освоены технологии оптических стандартов частоты нового поколения:
 1. Приготовление ультрахолодных атомов и ионов
 2. Ультрастабильные лазерные системы
 3. Прецизионная спектроскопия запрещенных переходов (частотные реперы): новые методы и подходы
 4. *Фемтосекундные синтезаторы частот*

Acknowledgements

- ИЛФ СО РАН: А.Н. Гончаров, С.В. Чепуров, М.В. Охапкин, Е.В. Бакланов;
- ИФП СО РАН: И.И. Рябцев, И.И. Бетеров;
- ИАиЭ СО РАН: А.М. Шалагин, П.Л. Чаповский, Л.В. Ильичев;
- НГУ: М.П. Федорук, С.М. Кобцев;
- ФИАН: В.Л. Величанский, А.С. Зибров, С.А. Зибров, Н.Н. Колачевский, А.В. Акимов;
- ВНИИФТРИ: В.Г. Пальчиков;
- Воронежский ГУ: В.Д. Овсянников;
- NIST: L. Hollberg, H. Robinson, C. Oates, J. Kitching;
- PTB: F. Reihle, E. Peik, C. Tamm, U. Sterr, N. Huntemann.

Фин. поддержка

- ФЦП «ГЛОНАСС» и «Кадры»
- Президиум СО РАН: интеграционный проект №62 «Прецизионная спектроскопия ультрахолодных атомов»
- РФФИ, DFG/РФФИ
- Российский квантовый центр
- Минобрнауки РФ

Спасибо за внимание!