Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 5, с. 291 – 297

Сличение трех ультрастабильных лазеров через фемтосекундную гребенку частот

К. С. Кудеяров[+1)], *А. А. Головизин*[+], *А. С. Борисенко*[+], *Н. О. Жаднов*[+], *И. В. Заливако*[+], *Д. С. Крючков*[+], *Э. О. Чиглинцев*[*], *Г. А. Вишнякова*[+], *К. Ю. Хабарова*[+*], *Н. Н. Колачевский*[+*]

[+]*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*]*Российский квантовый центр, территория инновационного центра "Сколково", 121205 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 7 августа 2021 г.
После переработки 9 августа 2021 г.
Принята к публикации 10 августа 2021 г.

Сличение оптических осцилляторов используется как для определения их спектральных характеристик, так и в качестве инструмента для проведения фундаментальных исследований. Для описания каждой индивидуальной лазерной системы требуется сличение как минимум трех независимых лазерных осцилляторов. Нами выполнено сличение ультрастабильных лазеров с длинами волн 1140, 1550 и 871 нм, расположенных в разных лабораториях ФИАН. Для переноса стабильности между различными спектральными диапазонами использовалась фемтосекундная гребенка частот. При помощи метода "треуголки" получена относительная нестабильность частоты и проанализированы фазовые шумы каждого из лазеров. С использованием данного метода показано, что характеристики лазерной системы на длине волны 871 нм удовлетворяют требованиям для управления квантовым состоянием оптического кубита на квадрупольном переходе в ионе иттербия с естественной шириной 3.1 Гц.

DOI: 10.31857/S1234567821170018

1. Введение. На протяжении последних двадцати лет происходит активное развитие атомных стандартов частоты, обусловленное переходом от микроволнового диапазона частот к оптическому. Современные оптические часы достигли относительной точности, превышающей единицу восемнадцатого знака [1], и относительной нестабильности $3.5 \times 10^{-17}/\sqrt{\tau}$ на времени усреднения τ (в секундах) [2]. Большого прогресса удалось добиться также в увеличении стабильности лазерных источников, являющихся важнейшей частью оптических стандартов [3]. Измерение точности и стабильности оптических стандартов частоты или лазерных осцилляторов требует их сличения между собой. Отметим, что сличение различных стандартов частоты позволяет проводить фундаментальные исследования, такие как поиск темной материи [4], проверка специальной теории относительности [5], измерение гравитационного потенциала Земли [6]. В последние годы высокостабильные лазерные осцилляторы находят все более широкое применение в области квантовых вычислений [7] при манипуляции оптическими кубитами в одиночных ионах [8], где требуется высокая спектральная чистота излучения при возбуждении долгоживущих электронных состояний иона. Исследование характеристик таких лазерных систем является неотъемлемой частью работ при создании оптических часов или квантового вычислителя.

Сличение двух осцилляторов позволяет получить полную информацию о каждом из них только в случае их полной идентичности. В противном случае требуется сличение как минимум трех объектов методом "треуголки" (англ. *three-cornered hat method*) [9]. Если оптические осцилляторы или стандарты работают на близких частотах (интервал <50 ГГц), то сличение проводится путем гетеродинирования их сигналов и измерения характеристик сигналов биений.

При сличении лазерных источников с существенно отличными длинами волн напрямую наблюдать сигнал биений оказывается невозможно. Это обстоятельство длительное время сдерживало развитие оптических стандартов частоты, однако создание фемтосекундной гребенки оптических частот [10] позволило переносить стабильность сигнала как между различными оптическими, так и в радиоволновой диапазон частот. Оптическая гребенка имеет спектр в виде эквидистантных пиков в диапазоне от оптических частот до ближнего ИК, что позволяет проводить сличение лазеров с разными длинами волн,

1)e-mail: kost1994@yandex.ru

сформировав биения каждого из источников с соответствующей спектральной компонентой гребенки. При этом сама гребенка фактически не вносит дополнительной нестабильности в процедуру сличения. В одной из возможных схем измерения [11] используется регистрация биений оптических осцилляторов с гребенкой, стабилизированной по микроволновому стандарту. Другим вариантом является привязка частоты повторения гребенки к частоте одного из исследуемых лазеров, что позволяет передать стабильность этого осциллятора всем спектральным компонентам гребенки и сличить их с другими осцилляторами. Аналогичная схема может быть использована для передачи стабильности между лазерами на различных длинах волн [12].

В ФИАНе ведутся работы по созданию оптических часов (на нейтральных атомах тулия [13, 14] и на одиночном ионе иттербия [15]), а также ультрастабильного лазерного источника на длине волны 1550 нм [16]. Создание высокостабильного осциллятора в оптическом C-диапазоне позволит передавать его стабильность лазерным источникам в других лабораториях, используя волоконные [17] и воздушные [18] когерентные каналы передачи. Именно такой подход позволил стронциевому стандарту частоты достичь рекордных показателей стабильности [2].

Часовой электро-квадрупольный переход $^2\mathrm{S}_{1/2}$ $(F = 0,\ m_f = 0) \to {}^2\mathrm{D}_{3/2}$ $(F = 2,\ m_f = 0)$ в ионе $^{171}\mathrm{Yb}^+$ имеет малую чувствительность к внешним полям, не подвержен сдвигу за счёт линейного эффекта Зеемана, обладает малой естественной шириной линии, равной 3.1 Гц. Кроме того, все операции с данным ионом могут быть осуществлены при помощи простых и доступных диодных лазерных источников [19], что объясняет его широкое применение в области оптических стандартов частоты. Указанные свойства также открывают перспективы для использования часового перехода в ионе иттербия в роли кубита. Состояниями оптических кубитов (в отличие от микроволновых) можно управлять при помощи одного лазерного пучка, что дает большую вариативность в проектировании ионных ловушек для задач квантовых вычислений, открывает потенциал для масштабирования и упрощает адресацию. Также на оптических кубитах была продемонстрирована наибольшая достоверность операций приготовления и считывания состояния ионов [20].

Время дефазировки оптических кубитов ограничено величиной, обратной к ширине спектральной линии возбуждающего излучения, поэтому для проведения квантовых вычислений необходимо использовать лазерные системы с узкой спектральной линией. Для проведения многокубитных операций на колебательных боковых частотах в ионных квантовых вычислителях особое значение имеет уровень фазовых шумов лазера на расстоянии нескольких МГц от несущей. Шумы излучения в этом диапазоне (например, "серво-пики" системы стабилизации частоты) могут приводить к нежелательным переходам между колебательными подуровнями, что снижает точность операции. Подавить данный эффект можно увеличением ширины петли обратной связи, либо фильтрацией излучения при помощи внешнего резонатора [21].

В данной работе описывается схема и приводятся результаты сличения методом "треуголки" 1550 нм лазера с лазерами, используемыми для возбуждения часовых переходов в атомах тулия (1140 нм) и ионах иттербия (871 нм).

2. Исследуемые лазерные системы. В ходе эксперимента проводилось сличение трех лазерных систем. Одна из них – волоконный эрбиевый лазер Koheras AdjustIK E15 с длиной волны 1550 нм, стабилизированный по резонатору Фабри–Перо длиной 77.5 мм из монокристаллического кремния. Резонатор содержится в вакуумном криостате при температуре нулевого теплового расширения кремния 124 К. В качестве зеркал резонатора используются многослойные кристаллические покрытия из AlGaAs/GaAs на кремниевых подложках [22].

Кроме того, в сличении участвовали лазерные системы с длинами волн 1140 нм (используемая для спектроскопии магнито-дипольного перехода $4\mathrm{f}^{13}6\mathrm{s}^2(J = 7/2) \to 4\mathrm{f}^{13}6\mathrm{s}^2(J = 5/2)$ в атомах $^{169}\mathrm{Tm}$ [23]) и 871 нм (после удвоения используемая для спектроскопии квадрупольного перехода $^2\mathrm{S}_{1/2} \to {}^2\mathrm{D}_{3/2}$ с длиной волны 435.5 нм в ионах $^{171}\mathrm{Yb}^+$ [24]). Обе системы включают в себя диодные лазеры Toptica DL-pro, стабилизированные по резонаторам из стекла ULE длиной 77.5 мм. Резонатор для лазера 1140 нм имеет подложки зеркал также из стекла ULE, в то время как в резонаторе для лазера 871 нм подложки выполнены из плавленого кварца, что позволяет понизить уровень нестабильности, вносимой тепловыми шумами, но усложняет процесс стабилизации температуры в точке нулевого теплового расширения [25].

3. Схема сличения. Процедура сличения проводилась в лаборатории ФИАН, в которой расположен репер частоты на одиночном ионе иттербия и фемтосекундная гребенка частот (FFC), изготовленная в России фирмой "Авеста Проект". Излучение лазеров на длинах волн 1550 и 1140 нм доставляется из

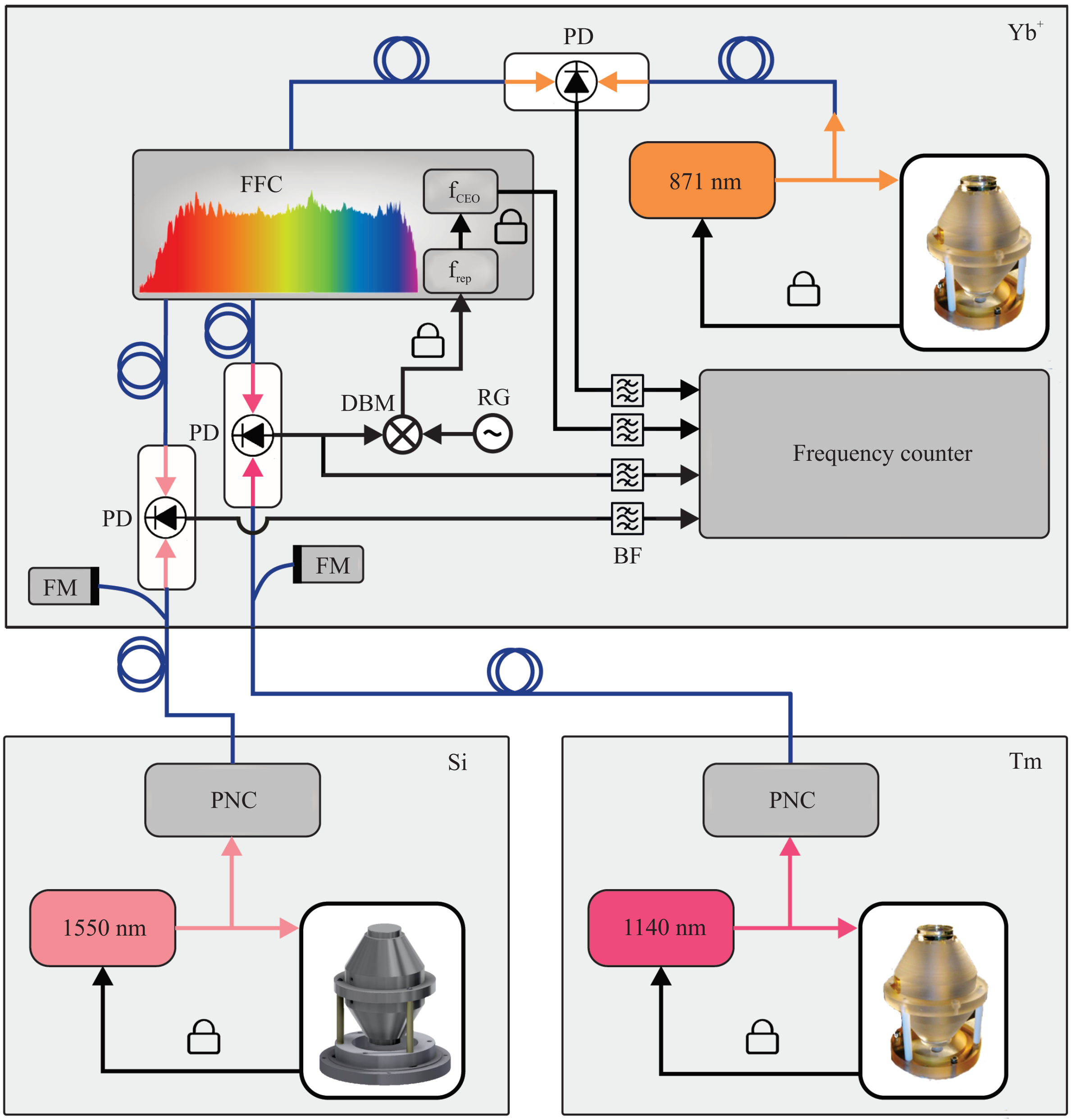

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема сличения трех ультрастабильных лазеров в ФИАНе. Все три лазера размещены в различных лабораториях (Yb^+, Si, Tm), соединенных волоконными линиями. FFC – фемтосекундная гребенка частот, f_{rep} – частота повторений гребенки, f_{CEO} – офсетная частота гребенки, PD – фотодетектор, FM – фарадеевское зеркало, DBM – двойной балансный смеситель, RG – опорный генератор, PNC – блок компенсации фазовых шумов, BF – полосовые фильтры. Замком обозначена фазовая привязка

других лабораторий по одномодовым оптическим волоконным линиям длиной 10–100 м (рис. 1). Относительная нестабильность частоты, вносимая шумами оптоволоконных каналов передачи из-за флуктуаций температуры и вибраций, может составлять порядка 10^{-15} на временах усреднения 1–1000 с [26]. Блоки компенсации фазовых шумов (PNC) позволяют исключить их влияние, используя для регистрации фазовых шумов часть переданного сигнала, отраженную отправителю обратно.

Сличение осуществляется через фемтосекундную гребенку оптических частот на основе Er^{3+} волокна (Avesta EFO-COMB) с частотой повторений около 100 МГц. Данная гребенка имеет отдельные оптические выходы для каждой длины волны, участвующей в сличении. Так как для каждого из выходов используется отдельная цепь преобразования оптического сигнала (оптический усилитель, нелинейное волокно и т.д.), перенос стабильности при помощи такой гребенки может вносить шумы на уровне 10^{-16}, что необходимо учитывать при анализе результатов сличения [27]. Излучение гребенки на каждой из используемых длин волн доставляется по коротким (около 2 м) волоконным линиям к блокам регистрации сигнала оптических биений на основе балансных фотодетекторов (PD). Все сигналы биений, а также регистрируемая офсетная частота гребенки, пропускаются через полосовые фильтры и записываются при помощи счетчика K + K FXE в П-режиме. Частота повторений гребенки выбиралась такой, чтобы все сигналы биений имели частоту в диапазоне работы счетчика (до 60 МГц).

Биения с лазером 1140 нм используются для привязки частоты повторений фемтосекундной гребенки к оптическому реперу. Сигнал биений смешивается на двойном балансном смесителе с сигналом опорного генератора (RG), стабилизированного по пассивному водородному мазеру. Выходной сигнал смесителя используется для подачи обратной связи на электрооптический модулятор и пьезопривод. Офсетная частота гребенки привязывается к сигналу частоты повторений, частота которого делится на 5.

4. Метод "треуголки". В качестве величины, характеризующей нестабильность частоты осциллятора, обычно используется девиация Аллана σ [28]. В случае, если три независимых осциллятора имеют близкие частоты, и можно напрямую наблюдать их биения на частотах $f_{12} = |f_1 - f_2|$, $f_{13} = |f_1 - f_3|$, $f_{23} = |f_2 - f_3|$, метод "треуголки" позволяет вычислить индивидуальные нестабильности осцилляторов σ_1, σ_2, σ_3 из нестабильностей частот биений σ_{12}, σ_{23}, σ_{13}:

$$\begin{aligned} \sigma_1^2 &= \frac{1}{2}(\sigma_{12}^2 + \sigma_{13}^2 - \sigma_{23}^2), \\ \sigma_2^2 &= \frac{1}{2}(\sigma_{23}^2 + \sigma_{12}^2 - \sigma_{13}^2), \\ \sigma_3^2 &= \frac{1}{2}(\sigma_{23}^2 + \sigma_{13}^2 - \sigma_{12}^2). \end{aligned} \tag{1}$$

При этом достаточно измерить частоты биений f_{12}, f_{13}, а частоту биений f_{23} можно вычислить как $f_{23} = |f_{12} \pm f_{13}|$.

При использовании фемтосекундной гребенки частот, которая позволяет переносить стабильность осциллятора в другой спектральный диапазон, требуется модификация формул (1). Пусть измеряются частоты биений оптических осцилляторов A, B, C с гребенкой:

$$\begin{aligned} f_{A\,\mathrm{beat}} &= \pm(n_A f_{\mathrm{rep}} + f_{\mathrm{CEO}} - f_A), \\ f_{B\,\mathrm{beat}} &= \pm(n_B f_{\mathrm{rep}} + f_{\mathrm{CEO}} - f_B), \\ f_{C\,\mathrm{beat}} &= \pm(n_C f_{\mathrm{rep}} + f_{\mathrm{CEO}} - f_C), \end{aligned} \tag{2}$$

где f_{rep} – частота повторений гребенки, f_{CEO} – офсетная частота гребенки, n_A, n_B, n_C – номера спектральных пиков гребенки, ближайших по частоте к f_A, f_B, f_C (их необходимо определить заранее, например, при помощи измерителя длин волн). Знак "+" выбирается, если частота соответствующей спектральной компоненты гребенки больше частоты оптического осциллятора, знак "−" – в противном случае; для простоты далее выберем знак "+" для всех биений. Тогда можно рассчитать "приведенные" к f_A частоты $f_{12} = \frac{n_A}{n_B}(f_{B\,\mathrm{beat}} - f_{\mathrm{CEO}})$, $f_{13} = \frac{n_A}{n_C}(f_{C\,\mathrm{beat}} - f_{\mathrm{CEO}})$, $f_{23} = f_{13} - f_{12}$ и вычислить по формулам (1) индивидуальные нестабильности для частот $f_1 = f_A - f_{\mathrm{CEO}} + f_{A\,\mathrm{beat}}$, $f_2 = \frac{n_A}{n_B} f_B$, $f_3 = \frac{n_A}{n_C} f_C$. В случае привязки гребенки к осциллятору A нестабильность $f_{A\,\mathrm{beat}}$ (приблизительно равная нестабильности опорного генератора) и нестабильность f_{CEO} можно считать пренебрежимо малыми, тогда требуемые нам нестабильности оптических осцилляторов:

$$\begin{aligned} \sigma_A^2 &= \sigma_1^2, \\ \sigma_B^2 &= \left(\frac{n_B}{n_A}\right)^2 \sigma_2^2, \\ \sigma_C^2 &= \left(\frac{n_C}{n_A}\right)^2 \sigma_3^2. \end{aligned} \tag{3}$$

Другой характеристикой осцилляторов является спектральная плотность мощности (СПМ) фазовых шумов S_φ. Так как S_φ связана с девиацией Аллана [29], все приведенные выше рассуждения справедливы и для нее. Чтобы вычислить СПМ фазовых шумов для каждого осциллятора, достаточно вычислить СПМ сигналов f_{12}, f_{13}, f_{23}, а затем воспользоваться формулами, аналогичными (1) и (3):

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{1}{2}(S_{12} + S_{13} - S_{23}), \\ S_2 &= \frac{1}{2}(S_{23} + S_{12} - S_{13}), \\ S_3 &= \frac{1}{2}(S_{23} + S_{13} - S_{12}), \\ S_A &= S_1, \\ S_B &= \left(\frac{n_B}{n_A}\right)^2 S_2, \\ S_C &= \left(\frac{n_C}{n_A}\right)^2 S_3. \end{aligned} \tag{4}$$

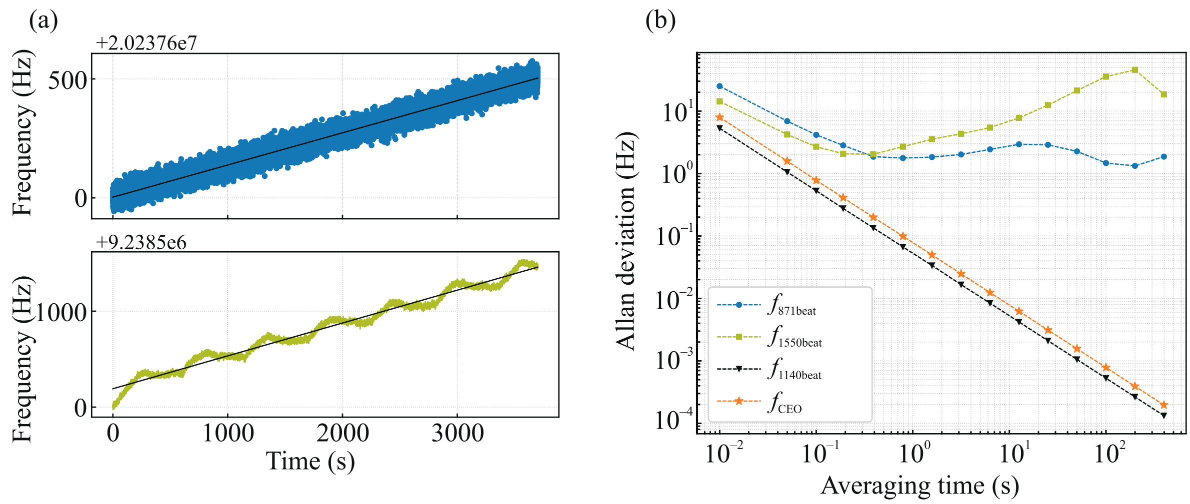

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Частота сигналов биений гребенки, привязанной к лазеру 1140 нм, с лазерами 871 нм (голубой) и 1550 нм (желтый). Черная линия – аппроксимация линейного дрейфа. (b) – Относительная нестабильность частоты биений гребенки, привязанной к лазеру 1140 нм, с лазерами 871 нм (голубые круги), 1550 нм (желтые квадраты), 1140 нм (черные треугольники) и офсетной частоты гребенки (оранжевые звезды)

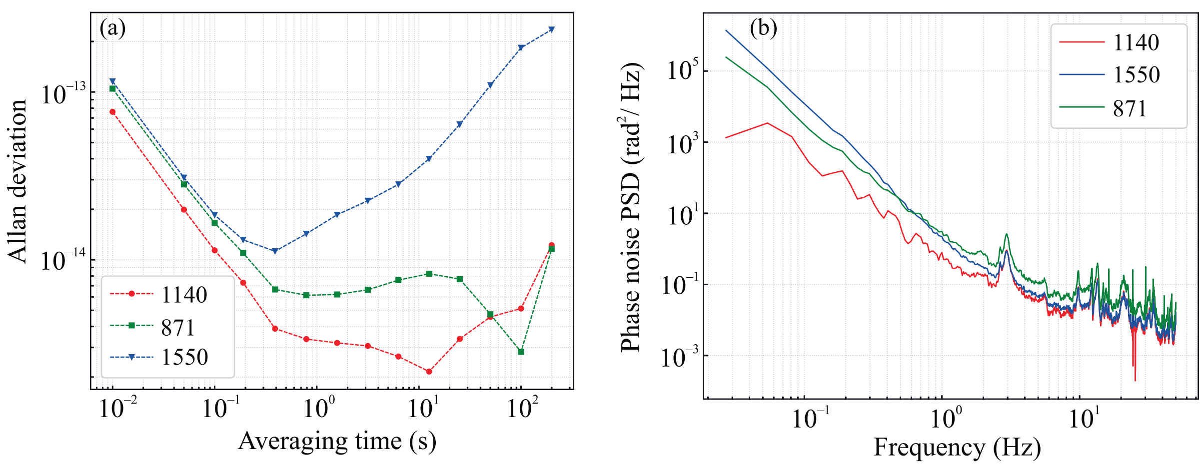

Рис. 3. (Цветной онлайн) Относительная нестабильность частоты (a) и спектральная плотность мощности фазовых шумов (b) лазеров 1140 нм (красные круги), 1550 нм (синие треугольники) и 871 нм (зеленые квадраты)

5. Результаты. Временная зависимость частот биений гребенки, привязанной к лазеру 1140 нм, с лазерами 871 и 1550 нм, приведена на рис. 2a. Линейный дрейф частоты биений с лазером 871 нм составил 145 мГц/с, с лазером 1550 нм – 343 мГц/с. На рисунке 2b приведена нестабильность частоты этих сигналов после вычитания линейного дрейфа, а также нестабильность стабилизируемого сигнала биений лазера 1140 нм с гребенкой и офсетной частоты. Сигналы f_{CEO} и $f_{1140\,\text{beat}}$ имеют нестабильность на порядок меньше, чем нестабильности $f_{871\,\text{beat}}$ и $f_{1550\,\text{beat}}$ на временах усреднения более 40 мс.

На рисунке 3 приведены относительные нестабильности и спектральные плотности фазовых шумов трех исследуемых лазеров, вычисленные по формулам из предыдущего раздела. На временах усреднения 40 мс – 20 с нестабильность лазеров 871 и 1140 нм остается приблизительно постоянной и составляет $6{-}8 \times 10^{-15}$ и $2{-}4 \times 10^{-15}$ соответственно. Нестабильность лазера 1550 нм достигает своего минимума на времени усреднения 30 мс и затем возрастает. Это вызвано колебаниями частоты с периодом порядка 600 с, что свидетельствует, по-видимому, о воздействии на систему флуктуаций температуры в лаборатории. Спектральная плотность мощности шумов всех трех лазеров имеет пики похожей формы на частотах 3, 10, 12, 13.5, 21 Гц и далее, что свидетельствует о коррелированности шумов в этом частотном диапазоне. Так как лазеры расположены в различных лабораториях, то наиболее вероятно, что данные шумы вносятся в уже переданные в лабораторию Yb^+ сигналы в процессе сличения, например, при работе кондиционера.

Продемонстрированные характеристики позволяют использовать лазеры 1140 и 871 нм для спектроскопии узких оптических переходов без существенного уширения спектральных линий переходов (до 10 Гц, что удовлетворяет текущим требованиям). В качестве примера на рис. 4 приведен спектр часово-

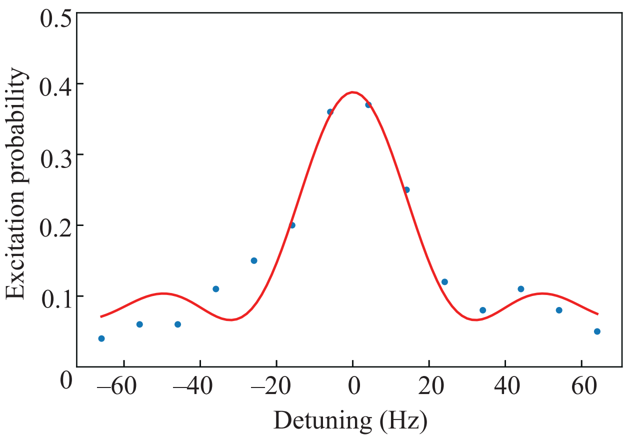

Рис. 4. (Цветной онлайн) Вероятность возбуждения часового перехода в ионе иттербия при возбуждении второй гармоникой лазера на длине волны 871 нм (435.5 нм), охарактеризованной в данной работе. Синие точки – экспериментальные данные, красная линия – аппроксимация функцией sinc. Время возбуждения – 30 мс

го перехода в одиночном ионе иттербия при возбуждении π-импульсами лазера 871 нм длительностью 30 мс. Ширина спектральной линии при аппроксимации функцией sinc составила 30 Гц, что соответствует Фурье-ограничению и указывает на то, что другие виды уширения не вносят существенного вклада. Характеристики лазера с длиной волны излучения 871 нм удовлетворяют требованиям для управления квантовым состоянием оптического кубита на квадрупольном переходе в ионе иттербия и для опроса указанного перехода в оптических часах. Для оценки применимости данного лазера в многокубитных операциях необходимо провести измерение уровня фазовых шумов в диапазоне нескольких МГц от несущей.

6. Заключение. Измерение спектральных характеристик лазеров, являющихся важной частью оптических стандартов частоты и квантовых вычислителей, может быть реализовано методом "треуголки". В представленной работе было проведено сличение трех лазеров с длинами волн 871, 1140 и 1550 нм с применением переноса стабильности через фемтосекундную гребенку частот. Результаты сличения свидетельствуют о том, что две лазерные системы (871 и 1140 нм) обладают относительной нестабильностью частоты менее 10^{-14} на временах усреднения 300 мс – 100 с. Данные лазеры используются для возбуждения часовых переходов в ионе иттербия (871 нм) и атомах тулия (1140 нм). Несмотря на то, что вновь созданная лазерная система 1550 нм значительно уступает по характеристикам двум другим, ее использование в данном эксперименте позволило впервые выполнить детальный анализ их спектральных характеристик. Улучшение спектральных характеристик лазера 1550 нм требует доработки оптоэлектронной и вакуумных частей и планируется в ближайшее время.

Основные работы по созданию схемы сличения трех лазерных систем и измерению стабильности их частот были выполнены К. Кудеяровым при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта 20-32-90044. Исследования, связанные с измерением вероятности возбуждения часового перехода в ионе иттербия второй гармоникой лазера на длине волны 871 нм, выполнялись при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта 19-12-00274.

1. S. M. Brewer, J.-S. Chen, A. M. Hankin, E. R. Clements, C. W. Chou, D. J. Wineland, D. B. Hume, and D. R. Leibrandt, Phys. Rev. Lett. **123**(3), 033201 (2019).
2. E. Oelker, R. B. Hutson, C. J. Kennedy et al. (Collaboration), Nature Photon. **13**(10), 714 (2019).
3. D. G. Matei, T. Legero, S. Häfner, C. Grebing, R. Weyrich, W. Zhang, L. Sonderhouse, J. M. Robinson, J. Ye, F. Riehle, and U. Sterr, Phys. Rev. Lett. **118**(26), 263202 (2017).
4. C. J. Kennedy, E. Oelker, J. M. Robinson, T. Bothwell, D. Kedar, W. R. Milner, G. Edward Marti, A. Derevianko, and J. Ye, Phys. Rev. Lett. **125**(20), 201302 (2020).
5. P. Delva, J. Lodewyck, S. Bilicki et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **118**(22), 221102 (2017).
6. T. Takano, M. Takamoto, I. Ushijima, N. Ohmae, T. Akatsuka, A. Yamaguchi, Y. Kuroishi, H. Munekane, B. Miyahara, and H. Katori, Nature Photon. **10**(10), 662 (2016).
7. K. A. Valiev, Phys.-Uspekhi **48**, 1 (2005).
8. I. Pogorelov, T. Feldker, C. D. Marciniak, R. Kaubruegger, D. V. Vasilyev, R. van Bijnen, P. Schindler, P. Zoller, R. Blatt, and T. Monz, PRX Quantum **2**, 020343 (2021).

9. J. E. Gray and D. W. Allan, *28th Annual Symposium on Frequency Control 29–31 May 1974*, Atlantic City, NJ, USA, IEEE (1974).
10. T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, Opt. Lett. **24**(13), 881 (1999).
11. H.R. Telle, B. Lipphardt, and J. Stenger, Applied Physics B: Lasers and Optics **74**(1), 1 (2002).
12. C. Hagemann, C. Grebing, T. Kessler, S. Falke, N. Lemke, C. Lisdat, H. Schnatz, F. Riehle, and U. Sterr, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement **62**(6), 1556 (2013).
13. D. Sukachev, A. Sokolov, K. Chebakov, A. Akimov, N. Kolachevsky, and V. Sorokin, JETP Lett. **92**, 703 (2010).
14. A. Golovizin, E. Fedorova, D. Tregubov, D. Sukachev, K. Khabarova, V. Sorokin, and N. Kolachevsky, Nat. Commun. **10**(1), 1 (2019).
15. I. Zalivako, I. Semerikov, A. Borisenko, V. Smirnov, P. Vishnyakov, M. Aksenov, P. Sidorov, N. Kolachevsky, and K. Khabarova, Journal of Russian Laser Research **40**(4), 375 (2019).
16. G. A. Vishnyakova, D. S. Kryuchkov, N. O. Zhadnov, K. S. Kudeyarov, K. Yu. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, AIP Conf. Proc. **2241**, 5 (2020).
17. K. S. Kudeyarov, G. A. Vishnyakova, K. Y. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, Laser Phys. **28**(10), 1 (2018).
18. K. S. Kudeyarov, D. S. Kryuchkov, G. A. Vishnyakova, N. O. Zhadnov, K. Yu. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, Quantum Electron. **50**(3), 267 (2020).
19. L. A. Akopyan, I. V. Zalivako, K. E. Lakhmanskiy, K. Yu. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, JETP Lett. **112**(9), 585 (2020).
20. A. H. Myerson, D. J. Szwer, S. C. Webster, D. T. C. Allcock, M. J. Curtis, G. Imreh, J. A. Sherman, D. N. Stacey, A. M. Steane, and D. M. Lucas, Phys. Rev. Lett. **100**(20), 10 (2008).
21. N. Akerman, N. Navon, S. Kotler, Y. Glickman, and R. Ozeri, New J. Phys. **17**, 113060 (2015).
22. G. D. Cole, W. Zhang, M. J. Martin, J. Ye, and M. Aspelmeyer, Nature Photon. **7**(8), 644 (2013).
23. A. Golovizin, V. Bushmakin, S. Fedorov, E. Fedorova, D. Tregubov, D. Sukachev, K. Khabarova, V. Sorokin, and N. Kolachevsky, Journal of Russian Laser Research **40**(6), 540 (2019).
24. I. V. Zalivako, I. A. Semerikov, A. S. Borisenko, M. D. Aksenov, P. A. Vishnyakov, P. L. Sidorov, N. V. Semenin, A. A. Golovizin, K. Yu. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, Quantum Electronics **50**(9), 850 (2020).
25. T. Legero, T. Kessler, and U. Sterr, J. Opt. Soc. Am. B **27**(5), 914 (2010).
26. K. Y. Khabarova, K. S. Kudeyarov, G. A. Vishnyakova, and N. N. Kolachevsky, Quantum Electron. **47**(9), 794 (2017).
27. M. Abdel-Hafiz, P. Ablewski, A. Al-Masoudi et al. (Collaboration), arXiv:1906.11495 (2019).
28. D. W. Allan, Proc. IEEE **54**(2), 221 (1966).
29. F. Riehle, *Frequency Standards. Basics and Applications*, Wiley, Weinheim (2004); Fizmatlit, Moscow (2009).