

# Компактная высокостабильная лазерная система для спектроскопии квадрупольного перехода $^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ в ионе иттербия $^{171}\text{Yb}^+$

И.В.Заливако, И.А.Семериков, А.С.Борисенко, М.Д.Аксенов, П.А.Вишняков, П.Л.Сидоров, Н.В.Семенин, А.А.Головизин, К.Ю.Хабарова, Н.Н.Колачевский

*Представлены результаты исследования созданной компактной лазерной системы для манипуляции квантовым состоянием оптического кубита на основе квадрупольного перехода  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$  в ионе  $^{171}\text{Yb}^+$  на длине волны 435.5 нм. Мощность излучения лазерной системы достигает 500 мкВт на  $\lambda = 435.5$  нм при относительной нестабильности частоты не более  $3 \times 10^{-15}$  на интервалах усреднения от 0.5 до 50 с вычтенным линейным дрейфом частоты. Особенностью разработанной системы является её компактность, что позволяет также использовать её в ряде транспортируемых систем, включая оптические часы.*

**Ключевые слова:** лазерная спектроскопия, оптический кубит, квадрупольный переход, ион  $^{171}\text{Yb}^+$ .

## 1. Введение

Область квантовых вычислений и квантовых симуляций в последние два десятилетия привлекает все большее внимание как научного сообщества, так и представителей индустрии, что во многом обусловлено впечатляющими успехами в этой сфере. Были созданы квантовые симуляторы из нескольких десятков кубитов на основе нейтральных атомов и ионов [1, 2], а также прототип универсального квантового вычислителя из 17 кубитов на ионах  $^{171}\text{Yb}^+$  [3, 4]. Компания Google заявила о достижении так называемого «квантового превосходства» на своей системе Sycamore из 53 сверхпроводящих кубитов [5], а компания Honeywell в 2019 году анонсировала ионный квантовый компьютер с рекордным квантовым объемом [6], превышающим 64 [7]. В этом же году представители стартапа PsiQuantum также заявили, что в течение ближайших нескольких лет они продемонстрируют систему из миллиона физических кубитов на основе кремниевых фотонных чипов. Многие из созданных на сегодняшний день прототипов квантовых вычислителей сегодня находятся в открытом доступе посредством облачных технологий, а о планах использования квантовых вычислителей в ближайшем будущем или об их использовании уже сейчас заявляют множество компаний, в том числе Google, Volkswagen, Airbus, Microsoft [5, 8].

**И.В.Заливако, И.А.Семериков, А.С.Борисенко, М.Д.Аксенов, П.А.Вишняков, П.Л.Сидоров, А.А.Головизин.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: zalivako.ilya@yandex.ru  
**Н.В.Семенин.** Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9  
**К.Ю.Хабарова, Н.Н.Колачевский.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Российский квантовый центр, Россия, 121205 Москва, Сколково, Большой б-р, 30, стр. 1

Поступила в редакцию 26 мая 2020 г.

На сегодняшний день существуют несколько перспективных аппаратных платформ для квантовых вычислений, конкурирующих между собой. Это сверхпроводящие цепи [5, 6], ионы в ловушках [9], нейтральные атомы [10] и фотоны [11]. Каждая из этих платформ имеет как преимущества, так и недостатки, и в настоящий момент неизвестно, какая из них станет лидирующей. Так, ионные квантовые вычислители обладают наибольшим временем когерентности [12], достоверностью квантовых операций [13], а также высокой достоверностью приготовления и считывания квантового состояния [14], однако масштабирование таких систем имеет ряд технических сложностей. Тем не менее предложен ряд методов, позволяющих их преодолеть [4, 15, 16]. В дальнейшем в настоящей статье будет идти речь именно об ионной платформе для квантовых вычислений.

Кубиты в ионе могут быть закодированы либо в оптическом переходе, либо в сверхтонких подуровнях основного состояния, либо в зеемановских компонентах. Наиболее часто используются первые два метода. Микроволновые кубиты на сверхтонких компонентах обладают большим временем когерентности, однако оптические кубиты проще для индивидуальной адресации и позволяют с большей достоверностью осуществлять операции приготовления и считывания. На сегодняшний день микроволновые кубиты реализованы на целом ряде ионов, например  $\text{Yb}^+$  [17],  $\text{Be}^+$  [13],  $\text{Mg}^+$  [18],  $\text{Ca}^+$  [14],  $\text{Sr}^+$  [19], тогда как оптический кубит реализован только на ионах  $\text{Ca}^+$  [14] и  $\text{Sr}^+$  [20].

В настоящее время ион  $^{171}\text{Yb}^+$  широко применяется в области как квантовых вычислений, так и метрологии. Это связано со структурой электронных уровней, которая позволяет осуществлять прямое лазерное охлаждение этого элемента при помощи диодных лазерных источников без нелинейного преобразования частоты. Микроволновый кубит может быть реализован на переходе между сверхтонкими компонентами основного состояния на частоте 12.6 ГГц. В то же время в ионе доступны оптический квадрупольный переход  $^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow ^2D_{3/2}(F=2)$

на длине волны  $\lambda = 435.5$  нм и октупольный переход  ${}^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow {}^2F_{7/2}(F=3)$  на  $\lambda = 467$  нм с естественными спектральными ширинами 3.1 Гц и  $\sim 1$  нГц соответственно. Эти переходы нашли широкое применение в метрологии и являются перспективными кандидатами на роль оптических кубитов. Большое время жизни возбуждённого уровня и слабая чувствительность к внешним полям, обуславливающие их применение в стандартах частоты, также улучшают характеристики оптических кубитов.

В настоящей работе представлены результаты исследования созданной лазерной системы для манипулирования квантовым состоянием оптического кубита на основе квадрупольного перехода  ${}^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=2)$  в ионе  ${}^{171}\text{Yb}^+$  с целью изучения возможности создания на его базе масштабируемого ионного квантового вычислителя. Данная лазерная система должна генерировать излучение на  $\lambda = 435.5$  нм, обладающее высокой стабильностью частоты для осуществления эффективного возбуждения перехода и подавления дефазировки кубита. Система стабилизации частоты представляет собой существенно усовершенствованную версию ранее созданных в нашей лаборатории ультрастабильных лазерных систем [21], использовавшихся для спектроскопии часовых переходов в атомах тулия [22] и стронция [21]. Основные усилия при её создании были направлены на увеличение компактности и улучшение массогабаритных характеристик при сохранении метрологических показателей. В результате была создана автономная и легко транспортируемая система, что важно для практического применения подобных разработок. Над аналогичными задачами работает ряд лабораторий в мире, в том числе для установки ультрастабильных систем на борт космического аппарата с целью снижения фазовых шумов и повышения точности космической дальнометрии [23]. Востребованность таких систем для коммерческих применений может быть проил-

люстрирована прототипом ионного квантового вычислителя компании IonQ, выполненным в автономном варианте и занимающим суммарный объем в несколько кубометров. Такие системы необходимы также для создания транспортируемых оптических стандартов частоты, работы над которыми активно ведутся как в России [24, 25], так и в других странах [26–28]. В настоящей статье описана разработанная нами лазерная система, а также приведены результаты её сличения с созданной ранее лазерной системой для спектроскопии часового перехода в атомах тулия на длине волны 1140 нм посредством фемтосекундной оптической гребёнки частот.

## 2. Лазерная система

Лазерная система, схема которой представлена на рис. 1, размещена на единой оптической плите размером  $40 \times 40$  см. С целью улучшения массогабаритных характеристик сборка осуществлялась с помощью полудюймовой оптики, а использованная алюминиевая оптическая плита имела сотовую структуру. В основу разработанной системы положен полупроводниковый лазер с внешним резонатором TopTica DLC Pro. Лазер с мощностью излучения до 80 мВт на длине волны 871 нм оборудован встроенным оптическим изолятором на 60 дБ для подавления влияния обратных отражений на частоту выходного излучения. После исправления пространственного профиля лазерного пучка призмным телескопом излучение делится на три части. Первая часть вводится в оптическое волокно и поступает на волоконный удвоитель частоты для генерации выходного сигнала на длине волны 435.5 нм. Вторая часть также вводится в оптическое волокно и используется для исследования стабильности частоты излучения лазерной системы. Третья часть служит для стабилизации частоты лазера относительно высокочастотного оптического резонатора.

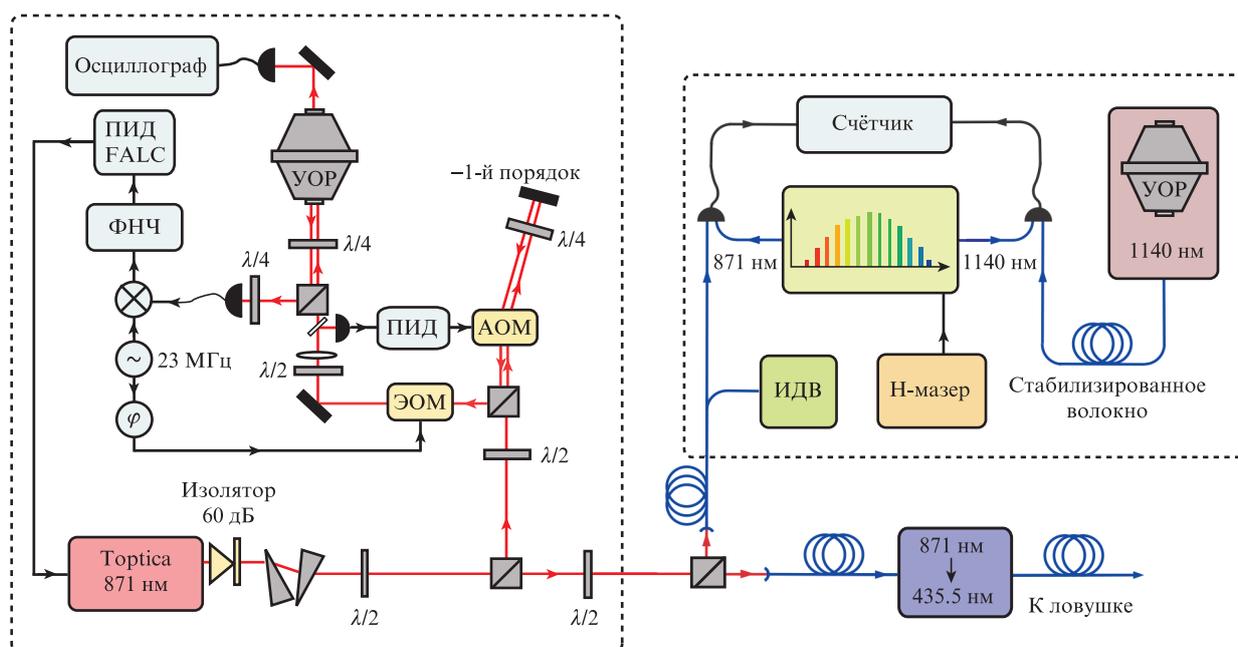


Рис. 1. Схемы лазерной системы и эксперимента по исследованию стабильности частоты относительно опорной лазерной системы на длине волны 1140 нм:

ИДВ – прецизионный измеритель длин волн; Н-мазер – пассивный водородный лазер; ПИД – пропорционально-интегрально-дифференциальный усилитель; УОР – ультрастабильный оптический резонатор (стекло ULE); ЭОМ, АОМ – электро- и акустооптический модуляторы; ФНЧ – фильтр низких частот.

Удвоение оптической частоты осуществляется при помощи волоконного устройства AdvR WSH-K0436-P85P40AL3. Использование волновода в периодически поляризованном нелинейном кристалле обеспечивает высокую эффективность преобразования без применения усиливающего резонатора и значительно упрощает конструкцию лазерной системы. Устройство преобразует входное излучение мощностью 35 мВт на длине волны 871 нм в излучение на удвоенной частоте мощностью 500 мкВт.

Мониторинг длины волны излучения лазерной системы обеспечивается прецизионным измерителем длин волн Angstrom WS8-2, калиброванным по частоте часового перехода в атомах тулия [22] и обеспечивающим точность определения частоты лазерного источника лучше 10 МГц. Кроме того, часть излучения лазера с целью исследования стабильности его частоты отщепляется для её сличения с фемтосекундной гребённой частотой, что будет подробнее описано ниже.

Остальное излучение используется для стабилизации частоты лазерной системы относительно высокодобротного оптического резонатора. Привязка частоты лазера к частоте моды резонатора осуществляется методом Паунда–Древера–Холла [29]. Сначала пучок проходит через акустооптический модулятор (АОМ) в двухпроходной конфигурации. Это позволяет, во-первых, отстраивать частоту лазерной системы от частоты моды оптического резонатора и, во-вторых, препятствует возникновению паразитных интерферометров между входным зеркалом резонатора и оптическими компонентами до АОМа. Помимо этого мощность вводимого в резонатор излучения активно стабилизируется при помощи того же АОМа. В резонатор вводится лазерный пучок, пространственно согласованный с модой  $TEM_{00}$ . Отражённый сигнал и сигнал пропускания регистрируются фотодиодами. Перед фотодиодом, регистрирующим отражённый сигнал, установлена четвертьволновая пластинка для подавления влияния паразитного интерферометра, образованного отражением света от поверхности детектора.

Для реализации метода Паунда–Древера–Холла лазерный пучок перед резонатором модулируется по фазе при помощи электрооптического модулятора (ЭОМ). Сигнал с фотодиода, регистрирующего сигнал отражения, усиливается и смешивается с опорным сигналом на той же частоте, формируя сигнал ошибки. Этот сигнал подаётся на быстрый ПИД-контроллер FALC 110, который управляет током диодного лазера, замыкая петлю обратной связи. Дополнительный «медленный» выход ПИД-контроллера управляет пьезоэлементом лазера для компенсации медленных значительных уходов частоты. Полоса петли обратной связи в данной конфигурации составляет 1.2 МГц и определяется электроникой привязки.

### 3. Высокодобротный оптический резонатор

Основные усовершенствования по сравнению с ультрастабильными лазерными системами предыдущего поколения, описанными в [21, 30], претерпела вакуумная камера резонатора. В настоящей работе используется оптический резонатор, тело которого изготовлено из стекла ULE (Ultra Low Expansion), а геометрия аналогична описанной в работе [30]. Особенностью данного стекла является наличие вблизи комнатной температуры «нулевой точки», в которой коэффициент линейного температурного расширения материала обращается в нуль и зави-

симость длины тела резонатора от температуры существенно снижается. К телу резонатора методом оптического контакта присоединены высокоотражающие зеркала (SIGMAKOKI), рассчитанные на длину волны 871 нм. Отличием используемого резонатора от описанного в [30] является использование подложек для зеркал из плавленного кварца вместо стекла ULE. Плавленный кварц обладает большей механической добротностью, чем стекло ULE, что снижает вклад тепловых шумов в нестабильность лазера [31]. В то же время, из-за различия коэффициентов теплового расширения плавленного кварца и ULE, при изменении температуры в месте оптического контакта двух материалов возникает дополнительное механическое напряжение и происходит деформация зеркал, а значит, изменяется длина резонатора. В связи с этим положение эффективной «нулевой точки» – точки, где первая производная длины резонатора по температуре обращается в нуль, сдвигается на 10–20 °С в сторону более низкой температуры [32]. Поэтому при проектировании вакуумной камеры была предусмотрена возможность стабилизации температуры в диапазоне 0–20 °С.

Качество изготовления зеркал резонатора было исследовано путём измерения резкости резонатора методом «ring-down» [33], составившей около 120 000, что соответствует ширине линии пропускания (FWHM) ~16 кГц. К сожалению, при этом пропускании резонатора оказалось достаточно низким (около 0.3%) даже при оптимальном согласовании с модой входящего излучения, что говорит о заметных потерях на зеркалах.

Конструкция вакуумной камеры с оптическим резонатором изображена на рис.2. Камера по-прежнему имеет три тепловых экрана для тепловой изоляции резонатора, а также для подавления возникающих в его материале градиентов температуры. Метод подвеса резонатора также аналогичен описанному ранее. При этом геометриче-

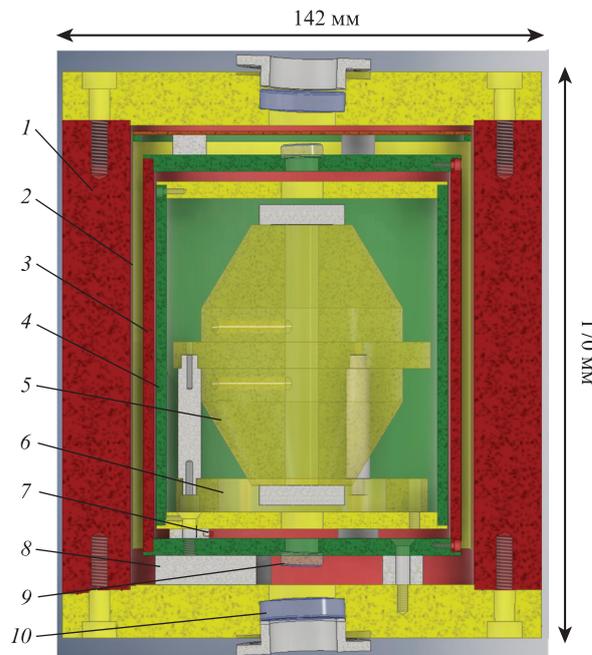


Рис.2. Компактная вакуумная камера с оптическим резонатором: 1 – внешняя алюминиевая камера; 2 – первый («тонкий») тепловой экран; 3 – второй тепловой экран; 4 – третий тепловой экран; 5 – высокодобротный оптический резонатор; 6 – кольцо из церодуры; 7 – датчик температуры, закреплённый в алюминиевой ножке; 8 – элемент Пельтье; 9, 10 – просветлённые оптические окошки.

ские размеры экранов и зазоры между ними уменьшены, а конструкция крепления экранов изменена. Стабилизация температуры осуществляется при помощи элемента Пельтье между экранами и температурного датчика. Кроме того, ион-геттерный насос со скоростью откачки 10 л/с, использовавшийся в предыдущих системах, заменён на пару ионных насосов с заявленной производительностью 3 л/с каждый (один – Gamma Vacuum TiTan 3S и второй, сходный по характеристикам, изготовлен компанией «Время-Ч»), что заметно снижает размеры и массу системы.

Проведённые измерения показали, что данные изменения конструкции не ухудшили характеристик вакуумной камеры. Так, описанная конфигурация насосов позволила достигнуть давления на уровне  $4 \times 10^{-8}$  мбар (согласно показаниям контроллера насоса), а постоянная времени изменения температуры резонатора при ступенчатом изменении температуры привязки составила не менее 4 ч. При этом масса и объём вакуумной камеры в сборе были уменьшены до 7 кг и 3.5 л соответственно (у предыдущей системы – 20 кг и 10 л).

#### 4. Исследование стабильности частоты излучения лазерной системы

При исследовании характеристик стабильности лазерной системы на  $\lambda = 871$  нм изучались вариации её частоты относительно радиочастотного источника – пассивного водородного лазера, а также часового лазера, используемого для спектроскопии атомов тулия [22] на  $\lambda = 1.14$  мкм. Для сличения служила волоконная фемтосекундная гребёнка частот (Авеста), оборудованная оптическими выходами на обеих указанных длинах волн. Излучение обеих лазерных систем сбивалось с излучением оптической гребёнки методом балансного гетеродинамирования [34]. Полученный сигнал биений регистрировался при помощи счётчика без мертвого времени К + К FXE в  $\Delta$ -режиме. Для поиска «нулевой точки» оптического резонатора и измерения скорости его дрейфа частоты следования и смещения гребёнки были стабилизированы относительно пассивного водородного лазера, и регистрировался сигнал биений излучения лазера и моды гребёнки. По зависимости установившейся частоты этого сигнала от температуры резонатора была определена температура его «нулевой точки», составившая  $10.8 \pm 0.2$  °С. Это значение согласуется с результатом, ожидаемым исходя из свойств используемых материалов, а также из геометрии тела и подложек зеркал резонатора. После стабилизации температуры резонатора в «нулевой точке» был определён дрейф частоты сигнала биений ( $340 \pm 2$  мГц/с), соответствующий «сжатию» резонатора. Поскольку величина дрейфа зубца гребёнки из-за дрейфа частоты лазера пренебрежимо мала по сравнению с этим значением (дрейф частоты лазера непосредственно измерялся путём периодической калибровки лазера относительно сигнала GPS в течение двух месяцев), оно соответствует дрейфу частоты моды резонатора. Измеренное значение характерно для «новых» резонаторов из ULE и определяется старением материала и релаксацией напряжений.

С целью исследования относительной нестабильности частоты излучения лазерной системы гребёнка была стабилизирована относительно частоты излучения часового лазера для спектроскопии атомов тулия на длине волны 1140 нм. Этот лазер находился в соседней лаборатории, поэтому

его излучение доставлялось к гребёнке по волоконному световоду, оптическая длина которого была стабилизирована [35]. Биения гребёнки и частоты излучения лазера на 1140 нм регистрировались методом балансного гетеродинамирования. Частота этих биений стабилизировалась путём подачи сигнала обратной связи на частоту следования гребёнки. Частота смещения гребёнки привязывалась к её частоте следования. Таким образом, обе степени свободы гребёнки были стабилизированы относительно оптической опоры, что обеспечивало перенос величины относительной нестабильности частоты последней на все зубцы гребёнки.

На рис.3 приведена зависимость нормированной на частоту излучения лазерной системы ( $\lambda = 871$  нм) модифицированной девиации Аллана сигнала её биений с оптически стабилизированной гребёнкой. Время накопления сигнала для построения кривой составило 10000 с. Ввиду независимости шумов двух сличаемых лазерных систем и малости шумов, вносимых гребёнкой (исследование стабильности частоты смещения гребёнки и сигнала биений опорного лазера и гребёнки показало, что её вклад в нестабильность биений находится на уровне  $9 \times 10^{-18}/\tau^2$ ), данная зависимость может быть интерпретирована как корень из суммы квадратов модифицированных девиаций Аллана двух систем. Проведённое измерение показывает, что в интервале времён усреднения 0.5–50 с относительная нестабильность частоты излучения разработанной лазерной системы не превышает  $3 \times 10^{-15}$  (при вычете линейного дрейфа). Кроме того, сравнение полученной зависимости относительной нестабильности частоты излучения лазерной системы с результатом сличения двух полноразмерных лазерных систем [21] показывает, что метрологические показатели лазерной системы существенно не ухудшились из-за уменьшения её массогабаритных характеристик. Необходимо также отметить, что в ходе данного измерения оптическая плита с лазерной системой была жёстко закреплена на оптическом столе без активных или пассивных элементов для подавления вибраций между ними, система активной виброизоляции стола была деактивирована и какая-либо изоляция оптической плиты и вакуумной камеры от акустических колебаний отсутствовала. Таким образом, разработанная система демонстрирует виброустойчивость,

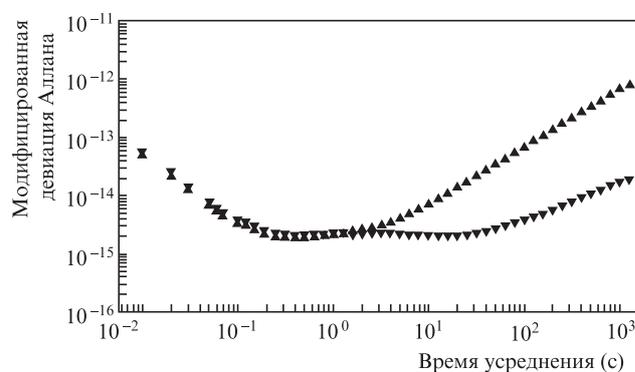


Рис.3. Относительная нестабильность частоты биений излучения компактной лазерной системы на длине волны 871 нм с модой фемтосекундной гребёнки, стабилизированной относительно часового лазера для спектроскопии атомов тулия на длине волны 1140 нм. Треугольники вершиной вверх – модифицированная девиация Аллана сигнала биений, вниз – модифицированная девиация Аллана сигнала биений при вычете линейного дрейфа, равно 340 мГц/с. Интервал накопления данных 10000 с.

достаточную для работы в обычных комнатных условиях, что важно для её использования в транспортируемых системах.

Поскольку относительная нестабильность, вносимая волоконными удвоителями, аналогичными использованному в данной системе и работающими на тех же длинах волн, на временах усреднения свыше 1 с составляет менее  $10^{-17}$  [36], можно сделать вывод о том, что измеренный уровень нестабильности на фундаментальной частоте практически неизменно переносится на частоту излучения с длиной волны 435.5 нм.

## 5. Заключение

Изложены результаты создания компактной лазерной системы с длиной волны выходного излучения 435.5 нм для манипулирования квантовым состоянием оптического кубита на квадрупольном переходе  ${}^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=2)$  в ионе  ${}^{171}\text{Yb}^+$ . Данная система является усовершенствованной версией систем, представленных в работе [21]. В результате усовершенствования были значительно сокращены масса и объём системы при сохранении прежних метрологических характеристик и надёжности. Продемонстрировано достижение относительной нестабильности частоты выходного излучения системы на временах усреднения от 0.5 до 50 с менее  $3 \times 10^{-15}$  и возможность работы системы без дополнительной акустической защиты (хотя и в условиях лаборатории), что важно для транспортируемых применений таких систем. Наблюдаемый минимум относительной нестабильности биений на уровне  $2 \times 10^{-15}$  близок к пределу тепловых шумов опорного резонатора на длине волны 1140 нм ( $1 \times 10^{-15}$ ) [30]. Другими факторами, вероятно ограничивающими нестабильность сигнала биений, могут быть вибрации, а также влияние остаточной амплитудной модуляции и паразитных интерферометров, к которым созданная система имеет повышенную чувствительность из-за недостаточно высокого качества зеркал (низкие пропускание, резкость).

Продемонстрированные метрологические характеристики достаточны для управления оптическим кубитом на ионе иттербия. Помимо исследований в области квантовой логики, подобные компактные системы востребованы для целого ряда научных и практических приложений, таких как прецизионная спектроскопия иона иттербия, направленная на проверку фундаментальных теорий [37] и создание оптических стандартов частоты на основе этого иона [24, 26, 27, 38].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90103.

- Bernien H., Schwartz S., Keesling A., Levine H., Omran A., Pichler H., Choi S., Zibrov A.S., Endres M., Greiner M., Vuletic V., Lukin M.D. *Nature*, **551**, 579 (2017).
- Zhang J., Pagano G., Hess P.W., Kyprianidis A., Becker P., Kaplan H., Gorshkov A.V., Gong Z.-X., Monroe C. *Nature*, **551**, 601 (2017).
- Wright K., Beck K.M., Debnath S., et al. *Nat. Commun.*, **10**, 1 (2019).
- Landsman K.A., Wu Y., Leung P.H., Zhu D., Linke N.M., Brown K.R., Duan L., Monroe C. *Phys. Rev. A*, **100**, 1 (2019).
- Arute F., Arya K., Babbush R., et al. *Nature*, **574**, 505 (2019).
- Cross A.W., Bishop L.S., Sheldon S., Nation P.D., Gambetta J.M. *Phys. Rev. A*, **100**, 032328 (2019).
- <https://arxiv.org/abs/2003.01293>(2020).
- Ziegler M., Leonhardt T. *Digit. Welt*, **3**, 50 (2019).
- Bruzewicz C.D., Chiaverini J., McConnell R., Sage J.M. *Appl. Phys. Rev.*, **6**, 021314 (2019).
- Saffman M. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, **49**, 202001 (2016).
- Flamini F., Spagnolo N., Sciarrino F. *Reports Prog. Phys.*, **82**, 016001 (2019).
- Wang Y., Um M., Zhang J., An S., Lyu M., Zhang J.N., Duan L.M., Yum D., Kim K. *Nat. Photon.*, **11**, 646 (2017).
- Gaebler J.P., Tan T.R., Lin Y., Wan Y., Bowler R., Keith A.C., Glancy S., Coakley K., Knill E., Leibfried D., Wineland D.J. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 1 (2016).
- Harty T.P., Allcock D.T.C., Ballance C.J., Guidoni L., Janacek H.A., Linke N.M., Stacey D.N., Lucas D.M. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 2 (2014).
- Ratcliffe A.K., Taylor R.L., Hope J.J., Carvalho A.R.R. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 1 (2018).
- Lekitsch B., Weidt S., Fowler A.G., Mølmer K., Devitt S.J., Wunderlich C., Hensinger W.K. *Sci. Adv.*, **3**, 1 (2017).
- Debnath S., Linke N.M., Figgatt C., Landsman K.A., Wright K., Monroe C. *Nature*, **536**, 63 (2016).
- Tan T.R., Gaebler J.P., Lin Y., Wan Y., Bowler R., Leibfried D., Wineland D.J. *Nature*, **528**, 380 (2015).
- Akerman N., Glickman Y., Kotler S., Keselman A., Ozeri R. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **107**, 1167 (2012).
- Akerman N., Navon N., Kotler S., Glickman Y., Ozeri R. *New J. Phys.*, **17**, 113060 (2015).
- Бердасов О.И., Грибов А.Ю., Белотелов Г.С., Пальчиков В.Г., Стрелкин С.А., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н., Слюсарев С.Н. *Квантовая электроника*, **47** (5), 400 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (5), 400 (2017)].
- Golovizin A., Fedorova E., Tregubov D., Sukachev D., Khabarova K., Sorokin V., Kolachevsky N. *Nat. Commun.*, **10**, 1 (2019).
- Cesare S., Allasio A., Anselmi A., Dionisio S., Mottini S., Parisch M., Massotti L., Silvestrin P. *Adv. Sp. Res.*, **57**, 1047 (2016).
- Семериков И.А., Хабарова К.Ю., Заливако И.В., Борисенко А.С., Колачевский Н.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **45**, 14 (2018) [*Bull. Lebedev Phys. Inst.*, **45**, 337 (2018)].
- Белотелов Г.С., Сутырин Д.В., Слюсарев С.Н. *Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы*, **6**, 24 (2019).
- <https://www.opticlock.de/>.
- Lacroûte C., Souidi M., Bourgeois P.-Y., Millo J., Saleh K., Bigler E., Boudot R., Giordano V., Kersalé Y. *J. Phys. Conf. Ser.*, **723**, 012025 (2016).
- Cao J., Zhang P., Shang J., Cui K., Yuan J., Chao S., Wang S., Shu H., Huang X. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **123**, 1 (2017).
- Drever R.W.P., Hall J.L., Kowalski F.V., Hough J., Ford G.M., Munley A.J., Ward H. *Appl. Phys. B*, **31**, 97 (1983).
- Alnis J., Matveev A., Kolachevsky N., Udem T., Hänsch T.W. *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, **77**, 1 (2008).
- Numata K., Kemery A., Camp J. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 1 (2004).
- Legero T., Kessler T., Sterr U. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, 914 (2010).
- Rempe G., Lalezari R., Thompson R.J., Kimble H.J. *Opt. Lett.*, **17**, 363 (1992).
- Carleton H.R., Maloney W.T. *Appl. Opt.*, **7**, 1241 (1968).
- Riehle F. *Nat. Photon.*, **11**, 25 (2017).
- Delehaye M., Millo J., Bourgeois P.Y., Groult L., Boudot R., Rubiola E., Bigler E., Kersalé Y., Lacroûte C. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **29**, 1639 (2017).
- Uzan J.-P. *Living Rev. Relativ.*, **14** (2011).
- Киреев А.Н., Таусенев А.В., Тюриков Д.А., Шелковников А.С., Шепелев Д.В., Коященко А.В., Губин М.А. *Квантовая электроника*, **46** (12), 1139 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (12), 1139 (2016)].