

Спектроскопия квадрупольного часового перехода иона иттербия-171 для создания оптического стандарта частоты

С.В.Чепуров, А.А.Луговой, О.Н.Прудников, А.В.Тайченачев, С.Н.Багаев

Представлены результаты спектроскопических исследований квадрупольного перехода одиночного иона иттербия-171 в рамках работ по созданию оптического стандарта частоты с относительной погрешностью и долговременной нестабильностью частоты менее 10^{-17} . Спектральная ширина зарегистрированного резонанса на центральной частоте перехода составляет около 30 Гц.

Ключевые слова: лазерное охлаждение, спектроскопия, стабилизация частоты, оптический стандарт частоты.

1. Введение

Оптические стандарты частоты на основе одиночных лазерно-охлажденных ионов, локализованных в пространстве, в настоящее время являются одними из наиболее стабильных [1–3]. Ключевым достоинством таких систем является то, что ион, который имеет в структуре энергетических уровней запрещенный переход (и соответствующую сверхзукую линию), используемый в качестве оптического частотного репера, находится в хорошо контролируемой среде, изолированной от внешних воздействий.

Ион иттербия-171 является оптимальным кандидатом для создания оптического стандарта частоты с возможностью бортового базирования. Это обусловлено совпадением нескольких факторов: с технической точки зрения возможности применения компактных диодных лазеров в схемах охлаждения иона и детектирования часового перехода наряду с применением волоконных линий доставки лазерного излучения; с физической точки зрения особенностей строения системы энергетических уровней иона иттербия, которые позволяют использовать различные переходы для разработки оптического стандарта частоты. Нами был выбран квадрупольный переход $^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ с длиной волны 436 нм (рис.1) и естественной шириной линии 3.1 Гц. Кроме того, ион иттербия имеет октупольный переход ($^2S_{1/2}, F=0 \rightarrow ^2F_{7/2}, F=3$) на длине волны 467 нм с естественной шириной линии несколько наногерц, который также применяется для создания оптических стандартов частоты [1].

В работе представлены результаты спектроскопических исследований квадрупольного перехода одиночного иона иттербия-171 в рамках работ по созданию оптического стандарта частоты с относительной погрешностью и долговременной нестабильностью частоты менее 10^{-17} .

С.В.Чепуров, А.А.Луговой, О.Н.Прудников, А.В.Тайченачев, С.Н.Багаев. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: svc04@ngs.ru

Поступила в редакцию 12 марта 2019 г., после доработки – 21 марта 2019 г.

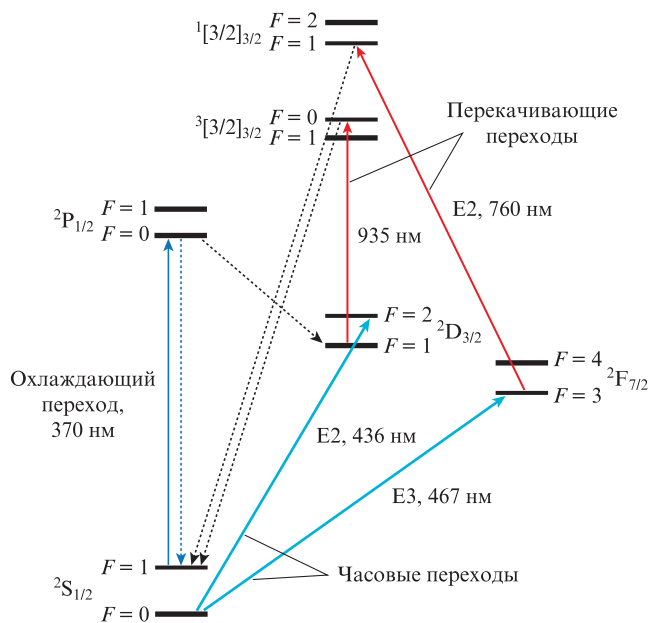


Рис.1. Схема энергетических уровней Yb.

2. Оптический стандарт частоты на одиночном ионе иттербия-171

На рис.2 представлена блок-схема оптического стандарта частоты на одиночном ионе иттербия-171, разработанного в ИЛФ СО РАН.

Для захвата и удержания иона используется миниатюрная радиочастотная ловушка Пауля с торцевыми электродами [4]. Лазерное охлаждение иона реализуется на квазициклическом дипольном переходе $^2S_{1/2} (F=1) \rightarrow ^2P_{1/2} (F=0)$ с естественной шириной линии 23 МГц и длиной волны 370 нм [5, 6]. Для возбуждения квадрупольного перехода $^2S_{1/2} (F=0) \rightarrow ^2D_{3/2} (F=2)$ с длиной волны 436 нм используется узкополосный зондирующий (или так называемый часовой) лазер. Для опустошения уровней $^2D_{3/2}$ и $^2F_{7/2}$ используются перекачивающие диодные лазеры с длинами волн излучения 935 и 760 нм соответственно.

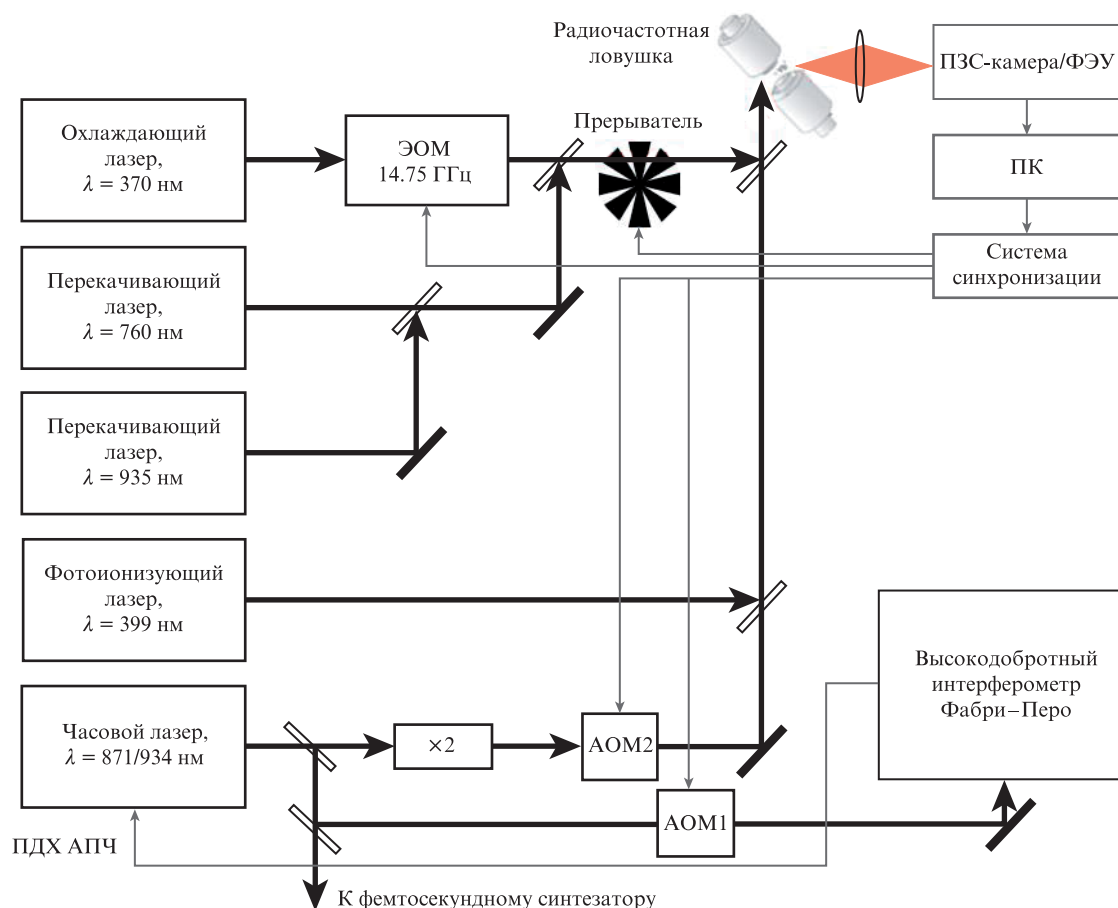


Рис.2. Блок-схема оптического стандарта частоты на одиночном ионе иттербия.

Подготовка и опрос энергетических состояний иона производится с помощью специально подобранной последовательности лазерных импульсов. Вероятность возбуждения энергетического уровня $^2D_{3/2}$ ($F = 2$, $m_F = 0$) (так называемые квантовые скачки [7, 8]) регистрируется как функция частоты излучения часового лазера. Детектированный спектр состоит из нескольких резонансов, которые содержат информацию о состоянии иона, его движении в ловушке и взаимодействии с окружающей средой.

Высокая кратковременная стабильность частоты стандарта достигается путем стабилизации частоты дифрагированного излучения зондирующего лазера на выходе акустооптического модулятора (АОМ1) по резонансам отражения высокодобротного интерферометра Фабри-Перо методом Паунда-Древера-Холла с помощью системы автоподстройки частоты (ПДХ АПЧ). Долговременная стабильность системы достигается с помощью подстройки частоты АОМ1 так, чтобы частота второй гармоники излучения зондирующего лазера совпадала с максимумом вероятности возбуждения уровня $^2D_{3/2}$ ($F = 2$) одиночного иона, локализованного в радиочастотной ловушке. Цифровая АПЧ (на основе компьютера) корректирует частоту АОМ1 за характерные времена, позволяющие обеспечить необходимое отношение сигнал/шум для достижения требуемой стабильности (в случае одиночных ионов характерные времена обычно не менее 100 с). Сигналом ошибки для определения положения частоты излучения второй гармоники пробного лазера относительно центра зондируемого перехода является разность вероятностей возбуждения при отстройках в обе стороны от центра резонанса на половину его ширины, реализуе-

мой за счет перестройки частоты пробного излучения с помощью АОМ2. Таким образом, кратковременная стабильность частоты излучения стандарта за короткие времена (менее 100 с) определяется свойствами интерферометра Фабри-Перо, в то время как характеристики долговременной стабильности и точности стандарта определяются параметрами резонанса на сверхузком (запрещенном в дипольном приближении) оптическом переходе.

3. Захват и лазерное охлаждение одиночного иона иттербия

Движение ионов является основным фактором, ограничивающим достижение высокой точности стандарта частоты: пролетное уширение резонансов ограничивает добротность репера частоты $Q = \nu/\Delta\nu$, остаточный линейный эффект Доплера приводит к сдвигам частоты из-за кривизны волнового фронта зондирующего излучения, квадратичный эффект Доплера и эффект отдачи приводят к асимметричному искажению профиля спектральной линии репера и, как следствие, к систематическим погрешностям в определении ее центра. Серьезный прогресс в улучшении метрологических характеристик стандартов частоты был достигнут при использовании локализации и охлаждения ионов. Оптические стандарты на одиночных ионах выгодно отличаются именно отсутствием эффекта Доплера. Это обусловлено тем, что ионы в ловушке локализованы на размерах, много меньших длины волны детектирующего поля (так называемый режим Лэмба-Дике), и выполняется условие хорошего спектрального разрешения колебательной структуры уровней.

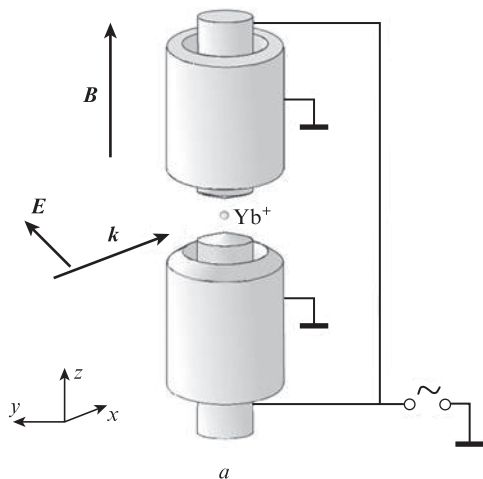


Рис.3. Конфигурация электродов и схема подачи напряжения в торцевой ионной ловушке (а) и электроды ловушки в сборе на вакуумном фланце диаметром 50 мм (б).

Наиболее удобным способом удержания ионов в ограниченном пространстве является использование переменного электрического поля для формирования трехмерного потенциала (ловушка Пауля) [9]. В настоящей работе использована ионная ловушка с торцевой конфигурацией электродов (рис.3). Такой тип ловушки в отличие от классической с центральным кольцевым электродом имеет более удобную конструкцию, облегчающую загрузку в нее ионов и ввод оптического излучения. Электроды ловушки, печь для испарения атомов иттербия, электронная пушка и два дополнительных электрода используются для подачи постоянного напряжения, компенсирующего несимметричность поля в ловушке вследствие неидеальности конструкции или присутствия паразитных полей.

Для формирования удерживающего потенциала используется переменное напряжение амплитудой 600 В и частотой 14 МГц. При этом глубина потенциальной ямы составляет 18 эВ, секулярные частоты ловушки $\nu_z = 2\nu_r = 1.2$ МГц, параметры устойчивости $q_z = 2q_r = 0.26$, $a_{z,r} = 0$ (ловушка устойчива при $|q|, |a| < 1$). Для увеличения времени жизни иона в ловушке последняя размещена в вакуумной камере с давлением остаточных газов, меньшим 5×10^{-10} Тор, что позволяет минимизировать потерю ионов вследствие столкновений с молекулами газа.

Доплеровское охлаждение и детектирование состояния иона производится с помощью модулированного по частоте излучения на $\lambda = 370$ нм (рис.4). Излучение диодного лазера модулируется электрооптическим модулятором (ЭОМ) на частоте 14.75 ГГц для генерации спектральной

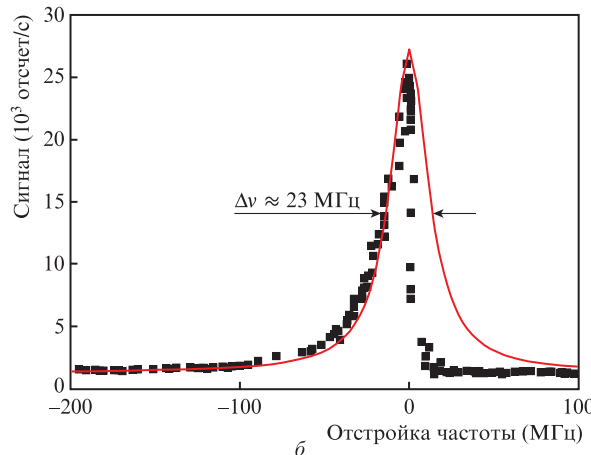
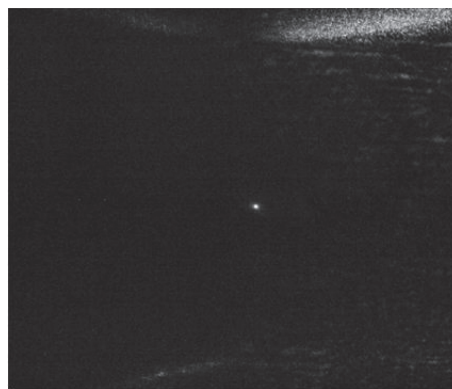


Рис.5. Одиночный ион ^{171}Yb , захваченный в ловушке (а), а также резонансный сигнал флуоресценции охлажденного одиночного иона, полученный при сканировании частоты излучения охлаждающего лазера, и аппроксимация спектральной линии лоренцевским профилем (б).

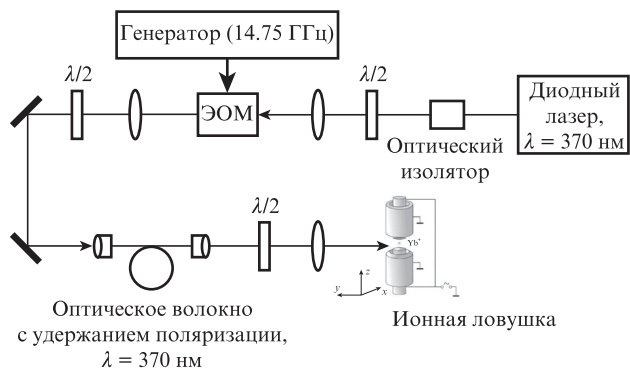


Рис.4. Лазерная система для доплеровского охлаждения иона.

составляющей, возбуждающей сверхтонкую компоненту охлаждающего перехода $^2S_{1/2} (F = 0) \rightarrow ^2P_{1/2} (F = 1)$, которая не возбуждается резонансным охлаждающим излучением. Интенсивность модуляционных компонент составляет несколько процентов от интенсивности несущей. Этого достаточно для того, чтобы снизить время нахождения иона в состоянии $^2S_{1/2} (F = 0)$ так, чтобы оно не превышало 10^{-4} с, и повысить эффективность охлаждения, для

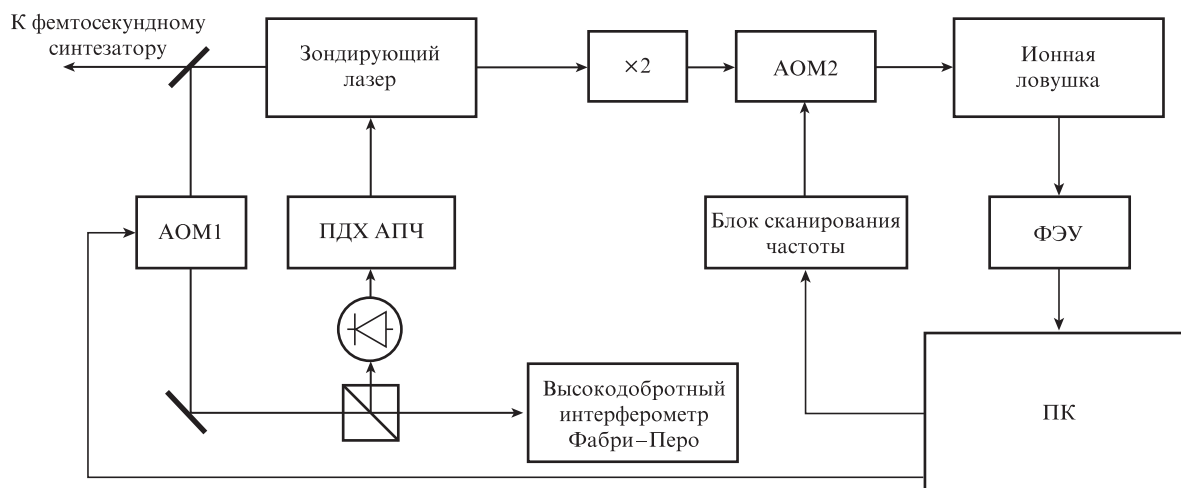


Рис.6. Лазерная система для возбуждения квадрупольного перехода иона иттербия.

которого используется излучение мощностью до 10 мкВт, сфокусированное в перетяжку размером 50 мкм.

Флуоресценция иона, индуцированная охлаждающим излучением, проецируется с помощью многолинзового объектива на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) и на ПЗС-камеру (рис.2). Изображение на ПЗС-матрице используется для определения количества частиц, захваченных в ловушке, а также для контроля положения иона в ловушке. Сигнал ФЭУ служит для определения общей интенсивности флуоресценции с высоким временным разрешением.

На рис.5 показано изображение одиночного иона ^{171}Yb , захваченного в радиочастотной ловушке, а также резонансный сигнал флуоресценции на охлаждающем переходе, полуширина которого по полувысоте (FWHM) составляет ~ 23 МГц, что свидетельствует об отсутствии доплеровского уширения и, следовательно, об эффективности охлаждения иона.

4. Детектирование квадрупольного перехода

Для возбуждения квадрупольного часового перехода $^2S_{1/2} (F=0) \rightarrow ^2D_{3/2} (F=2)$ используется вторая гармоника основного излучения с $\lambda = 871$ нм диодного лазера с внешним резонатором (рис. 6). Для уменьшения спектральной ширины линии до ~ 1 Гц частота излучения лазера стабилизируется по опорному эталону Фабри-Перо, изготовленному из стекла с низким коэффициентом термического расширения (ULE glass, Corning). Одним из основных источников шумов, которые влияют на стабильность опорного эталона, являются механические возмущения. Для подавления низкочастотных колебаний камера с эталоном размещена на пассивной виброизоляционной плите. Кроме того, для подавления остаточных возмущений была разработана система подвесов, аналогичная описанной в работе [10], на порядок снижающая чувствительность эталона к вибрациям. Значительное снижение влияния температуры окружающей среды на положение резонансов высокодобротного интерферометра достигнуто за счет стабилизации температуры оптического резонатора около «нулевой» точки эталона, характеризуемой практически нулевым коэффициентом температурного расширения материала базы эталона. Кроме воздействия температурных и механических возмущений, длина опорного интерферо-

метра также подвержена изменениям из-за «старения» материала, из которого изготовлена база интерферометра.

Для определения «нулевой» точки эталона и скорости его дрейфа частота излучения часового лазера стабилизировалась по пику пропускания эталона и смешивалась с частотой одной из спектральных компонент фемтосекундного суперконтинуума, стабилизированного по оптическому стандарту. Измерялась температурная зависимость частоты сигнала биений, характеризующая дрейф эталона. Долговременные (на протяжении нескольких лет) наблюдения за изменением стабилизированной частоты излучения зондирующего лазера позволили в 2018 г. достоверно определить величину линейного дрейфа частот резонансов высокодобротного эталона, используемого для сужения спектра излучения лазера. Показано, что величина линейного дрейфа уменьшается во времени и на текущий момент составляет 0.04 Гц/с (рис.7). Учет этой величины в системе стабилизации частоты излучения лазера по высокодобротному эталону Фабри-Перо позволил существенно увеличить время записи резонанса без искажения его формы за счет дрейфа частоты зондирующего лазера.

Оценка ширины линии излучения часового лазера, стабилизированного по пику пропускания эталона, проведена путем математической обработки сигнала ошибки на выходе системы АПЧ с учетом измеренной крутизны частотного дискриминатора по методике, предложенной

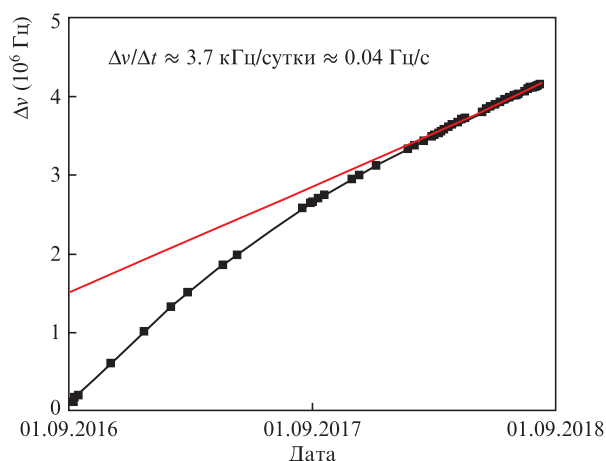


Рис.7. Дрейф частоты резонанса $\Delta\nu$ опорного эталона Фабри-Перо.

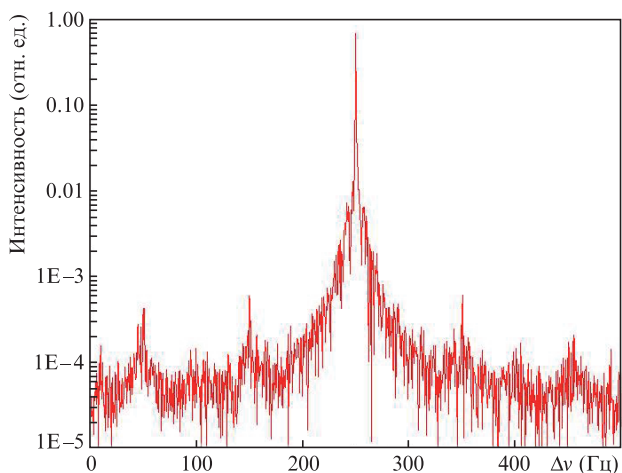


Рис.8. Восстановленная линия излучения часового лазера без учета вклада шумов эталона.

в работе [11], и представлена на рис.8. Ширина линии по полувысоте составляет ~0.8 Гц. Данная оценка характеризует степень подавления частотных шумов лазера системой АПЧ и не учитывает уширение, связанное с изменением параметров интерферометра из-за вибрации, тепловых шумов и пр.

Принцип наблюдения резонансов в одиночных ионах основан на применении метода детектирования квантового скачка – перехода иона из одного энергетического состояния в другое – по времени появления флуоресценции на охлаждающем переходе (electron shelving, [12]). Если после выключения зондирующего лазера и включения цикла охлаждения в течение некоторого времени (в случае квадрупольного перехода оно составляет несколько миллисекунд) сигнал флуоресценции не возникает, ион с большой вероятностью находится в возбужденном состоянии $^2D_{3/2} (F = 2)$. Как правило, для достоверности измерений последовательность циклов охлаждения, возбуждения и детектирования для одной частоты часового лазера повторяется около двадцати раз.

Полная длительность цикла составляет 100 мс (рис.9). Детектирование резонанса осуществляется в течение 5 мс перед циклом охлаждения. По истечении цикла охлажде-

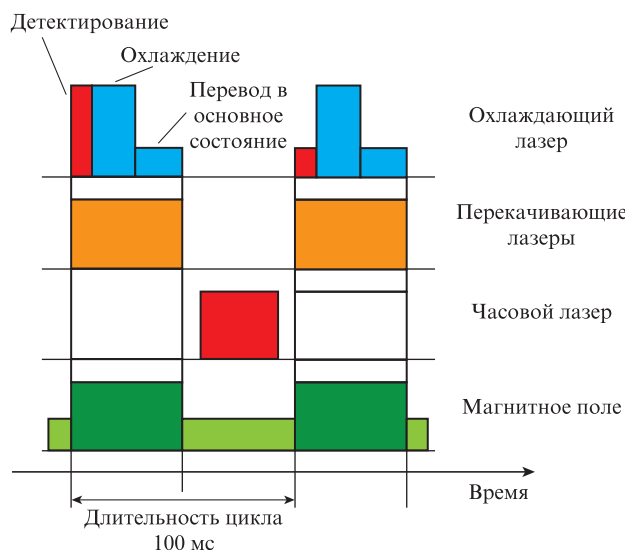


Рис.9. Временная последовательность импульсов охлаждения, возбуждения и детектирования часового перехода $^{171}\text{Yb}^+$.

ния (20 мс) модуляционная компонента охлаждающего излучения отключается и в течение последующих 20 мс ион переводится с высокой вероятностью на уровень $^2S_{1/2} (F = 0)$ основного состояния через нерезонансное возбуждение на уровень $^2P_{1/2} (F = 1)$, что проявляется в исчезновении сигнала флуоресценции. Для предотвращения оптической накачки нерезонансных магнитных подуровней $^2S_{1/2} (F = 1)$ во время цикла охлаждения включается постоянное магнитное поле $B \approx 400$ мкТ, ориентированное вдоль оси ловушки. Вектор поляризации охлаждающего излучения ориентирован под углом 45° к вектору B для увеличения вероятности флуоресценции. Для опустошения уровней $^2D_{3/2}$ и $^2F_{7/2}$ используются перекачивающие диодные лазеры, излучающие на длинах волн 935 и 760 нм соответственно. По окончании цикла охлаждения излучение охлаждающего и перекачивающих лазеров блокируется механически и напряженность магнитного поля уменьшается до величины порядка 1 мкТ (чтобы обеспечить расщепление компонент часового перехода с различными магнитными квантовыми числами) для спектроскопии $^2S_{1/2} (F = 0) \rightarrow ^2D_{3/2} (F = 2)$ перехода.

На рис.10 представлены результаты детектирования спектра возбуждения уровня $^2D_{3/2} (F = 2)$ иона иттербия-171. Спектр (рис.10,а) состоит из пяти компонент, соответствующих $\Delta m_F = 0, \pm 1, \pm 2$. Как видно из рис.10, магнитное расщепление подуровней составляет ~50 кГц,

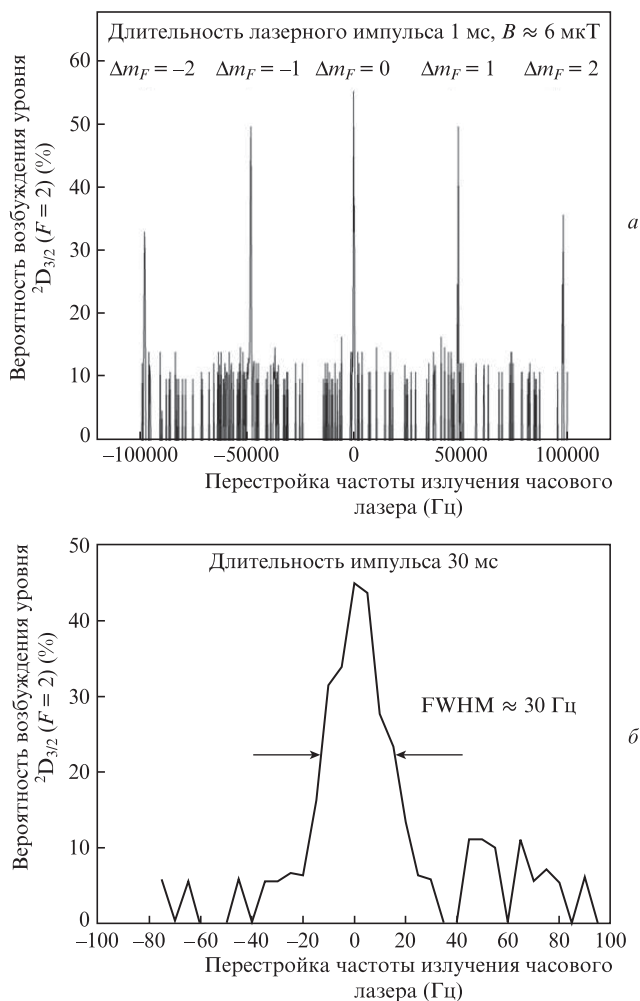


Рис.10. Спектр возбуждения уровня $^2D_{3/2} (F = 2)$ иона иттербия-171 (а) и центральная компонента спектра (б). Скорость сканирования частоты излучения часового лазера 5 Гц/с.

что соответствует остаточному магнитному полю в ловушке $B \approx 6$ мкТ. На рис. 10, б представлена центральная компонента спектра. Для возбуждения резонанса в данном случае использовался импульс часового лазера длительностью 30 мс. Спектральная ширина (FWHM) зарегистрированного резонанса на центральной частоте перехода составляет около 30 Гц при вероятности возбуждения уровня ~ 0.5 .

В соответствии с описанной выше методикой осуществлена одновременная стабилизация частоты излучения часового лазера по пику пропускания опорного эталона Фабри–Перо и частоте центрального резонанса квадрупольного перехода иона иттербия.

5. Заключение

В рамках работ по созданию оптического стандарта частоты с относительной погрешностью и долговременной нестабильностью частоты менее 10^{-17} проведены спектроскопические исследования квадрупольного перехода одиночного иона иттербия-171.

Для захвата и удержания иона используется миниатюрная радиочастотная ловушка Пауля с торцевыми электродами оригинальной конструкции. Лазерное охлаждение иона реализуется на квазициклическом дипольном переходе $^2S_{1/2} (F=1) \rightarrow ^2P_{1/2} (F=0)$ с естественной шириной линии 23 МГц и длиной волны 370 нм. Для возбуждения квадрупольного перехода $^2S_{1/2} (F=0) \rightarrow ^2D_{3/2} (F=2)$ на $\lambda = 436$ нм используется узкополосный часовой лазер. Ширина линии излучения лазера уменьшена путем стабилизации частоты излучения по высокочастотному эталону Фабри–Перо, изготовленному из стекла со сверхнизким коэффициентом теплового расширения.

Подготовка и опрос энергетических состояний иона производится с помощью специально подобранной последовательности лазерных импульсов. Вероятность воз-

буждения энергетического уровня $^2D_{3/2} (F=2, m_F=0)$ регистрируется как функция частоты излучения часового лазера. Детектированный спектр возбуждения состоит из нескольких резонансов, которые содержат информацию о состоянии иона, его движении в ловушке и взаимодействии с окружающей средой. Ширина зарегистрированного резонанса на центральной частоте перехода составляет около 30 Гц.

Осуществлена одновременная стабилизация частоты излучения часового лазера по пику пропускания опорного эталона Фабри–Перо и частоте центрального резонанса квадрупольного перехода иона иттербия.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Минобрнауки РФ (соглашение № 14.610.21.0010, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61017X0010) с использованием оборудования ЦКП «Фемтосекундный лазерный комплекс» в ИЛФ СО РАН.

1. Huntemann N., Sanner C., Lipphardt B., Tamm Chr., Peik E. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 063001 (2016).
2. Nicholson T.L., Campbell S.L., Hutson R.B., Marti G.E., Bloom B.J., McNally R.L., Zhang W., Barrett M.D., Safronova M.S., Strouse G.F., Tew W.L., Ye J. *Nat. Commun.*, **6**, 6896 (2015).
3. Cao J. et al. *Appl. Phys. B*, **123** (4), 1 (2017).
4. Schrama C. et al. *Opt. Commun.*, **101**, 32 (1993).
5. Чепуров С.В. и др. *Квантовая электроника*, **44** (6), 527 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (6), 527 (2014)].
6. Прудников О.Н. и др. *Квантовая электроника*, **47** (9), 806 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (9), 806 (2017)].
7. Nagourney W., Sandberg J., Dehmelt H. *Phys. Rev. Lett.*, **56** (26), 2797 (1986).
8. Buhner V., Tamm Chr. *Phys. Rev. A*, **61**, 061801 (2000).
9. Пауль В. *УФН*, **160** (12), 109 (1990).
10. Nazarova T. et al. *Appl. Phys. B*, **83**, 531 (2006).
11. Никулин М.А. и др. *Квантовая электроника*, **39** (10), 906 (2009) [*Quantum Electron.*, **39** (10), 906 (2009)].
12. Dehmelt H. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **31**, 83 (1982).