

# Миниатюрный квантовый стандарт частоты на основе явления когерентного пленения населённости в парах атомов $^{87}\text{Rb}$

М.Н.Скворцов, С.М.Игнатович, В.И.Вишняков, Н.Л.Квашнин, И.С.Месенцова,  
Д.В.Бражников, В.А.Васильев, А.В.Тайченачев, В.И.Юдин, С.Н.Багаев,  
И.Ю.Блинов, В.Г.Пальчиков, Ю.С.Самохвалов, Д.А.Парёхин

*Представлены результаты разработки и создания квантового стандарта частоты (КСЧ) на основе резонанса когерентного пленения населённости (КПН), наблюдаемого на  $D_1$ -линии поглощения  $^{87}\text{Rb}$ . Исследовано влияние различных физических факторов на частоту КСЧ, а также определены оптимальные параметры физического блока для достижения наилучшей стабильности частоты. Измеренная относительная нестабильность частоты (девиация Аллана) составила  $\sim 9 \times 10^{-12}$  за время усреднения 1 с,  $3 \times 10^{-13}$  за 1000 с и  $1.5 \times 10^{-12}$  за 24 ч. При объёме, равном 60 см<sup>3</sup>, потребляемая мощность всего устройства составляет 300 мВт. Созданный КСЧ может быть использован в системах спутниковой навигации нового поколения, обладающих повышенной точностью и надёжностью, а также для решения ряда других задач науки и техники.*

**Ключевые слова:** квантовая метрология, стандарты частоты, когерентное пленение населённости, буферный газ, рубидий, частотные шумы излучения, лазеры с вертикальным резонатором, девиация Аллана.

## 1. Введение

Явление когерентного пленения населённости (КПН), открытое в 70-х годах прошлого века [1], находит важные применения в современной науке и технике. В большинстве приложений КПН проявляется в виде узких нелинейных резонансов в поглощении лазерного излучения при прохождении ячейки, наполненной парами атомов. В качестве последних чаще всего используются щелочные металлы (Rb, Cs, K и Na). В области квантовой метрологии эти резонансы служат реперами для стабилизации частоты генератора в миниатюрных квантовых стандартах ча-

стоты (КСЧ) микроволнового диапазона (атомных часах), а также используются для разработки некоторых типов скалярных и векторных атомных магнитометров [2–4].

Суть явления КПН заключается в следующем. Под действием резонансного лазерного излучения в атомах формируется особое квантовое состояние, являющееся долгоживущей когерентной суперпозицией магнитных подуровней основного состояния [5], в котором атомы перестают рассеивать резонансное излучение, в результате чего его поглощение в среде резко уменьшается. Это также приводит к уменьшению флуоресценции атомов, поэтому в литературе такие резонансы часто называют «тёмными». Одна из важнейших особенностей тёмных резонансов заключается в том, что их ширина, связанная со временем жизни тёмного состояния, может быть гораздо меньше естественной ширины спектральной линии и достигать сотен и единиц герц при использовании буферного газа [6, 7] или ячеек с антирелаксационным покрытием стенок [8, 9].

Для наблюдения тёмных резонансов могут использоваться как одночастотные магнитооптические схемы возбуждения среды, так и многочастотные. В последних, обычно используемых в КСЧ, спектр лазерного излучения содержит две оптические частоты ( $\omega_1$  и  $\omega_2$ ), которые находятся в резонансе с соответствующими частотами дипольных переходов в атомах. В случае с атомами щелочных металлов, у которых имеется только один электрон на внешней оболочке, предпочтительнее использовать  $D_1$ -линию для наблюдения резонансов КПН, поскольку в этом случае их контраст значительно выше, чем при использовании  $D_2$ -линии [10]. В КСЧ тёмные резонансы наблюдаются при сканировании разности частот ( $\omega_1 - \omega_2$ ), а именно: когда эта разность становится близка к микроволновой частоте сверхтонкого расщепления основного состояния в атоме, наблюдается узкий резонанс КПН. Таким образом, используя резонансы КПН, можно стабилизировать микроволновую частоту генератора.

М.Н.Скворцов, С.М.Игнатович, Н.Л.Квашнин, И.С.Месенцова, В.А.Васильев. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; e-mail: mesenzova.i@yandex.ru

В.И.Вишняков. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20

Д.В.Бражников, А.В.Тайченачев, С.Н.Багаев. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 1

В.И.Юдин. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 1

И.Ю.Блинов, Ю.С.Самохвалов, Д.А.Парёхин. ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Россия, Московская обл., 141570 Менделеево

В.Г.Пальчиков. ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Россия, Московская обл., 141570 Менделеево; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31

Поступила в редакцию 11 марта 2020 г., после доработки – 30 марта 2020 г.

Исследования, проведенные в настоящей работе, направлены на разработку КСЧ на основе резонансов КПН в многочастотном лазерном поле, взаимодействующем с парами атомов <sup>87</sup>Rb (частота расщепления основного состояния примерно равна 6.83 ГГц). Представлен образец миниатюрного КСЧ с итоговым объёмом 60 см<sup>3</sup> и энергопотреблением около 300 мВт, а также исследованы его основные характеристики. В частности, относительная нестабильность частоты КСЧ (девиация Аллана) составляет примерно  $9 \times 10^{-12}$  за 1 с,  $3 \times 10^{-13}$  за 1000 с и  $1.5 \times 10^{-12}$  за 24 ч. По совокупности продемонстрированных характеристик разработанный КСЧ превосходит существующие коммерческие аналоги [11, 12]. КСЧ может быть использован в спутниковых навигационных системах нового поколения с повышенной точностью определения координат, а также в составе другой прецизионной радиоэлектронной аппаратуры.

## 2. Конструкция миниатюрного КСЧ

Функциональная схема КСЧ показана на рис.1. Лазер с вертикальным резонатором (ЛВР) работает на длине волны 795 нм, соответствующей D<sub>1</sub>-линии <sup>87</sup>Rb. Питание лазера осуществляется прецизионным источником тока, а температура контролируется системой термостабилизации. Выходное излучение лазера линейно поляризовано и проходит через фазовую четвертьволновую пластинку для получения круговой поляризации. Нейтральный оптический фильтр, используемый для получения оптимального уровня мощности излучения, расположен под небольшим углом к выходному окну лазера для предотвращения обратных отражений в лазер. Затем излучение пропускается через поглощающую ячейку с парами рубидия и буферным газом. Для наблюдения поглощения в атомах щелочного металла ячейка равномерно нагревается выше 50 °С. Из-за конструктивных особенностей окна ячейки находятся при более низкой температуре, при этом на них наблюдается конденсация металла. Для решения этой проблемы

температура ячейки  $T_c$  поддерживается на 5 °С выше температуры отрезка, в котором находится металлический рубидий,  $T_f$ .

На корпусе ячейки расположены катушки Гельмгольца для создания однородного магнитного поля, направленного вдоль волновых векторов волн. Это поле расщепляет уровни энергии основного состояния и позволяет наблюдать резонанс КПН, связанный только с магнитными подуровнями с квантовыми числами  $m_F = 0$ , для которых отсутствует линейный эффект Зеемана. Вместе с тем эти уровни претерпевают квадратичный по магнитному полю сдвиг, что приводит к соответствующему сдвигу резонанса КПН (частоты часового 0–0-перехода):

$$\Delta\omega = K_0 B^2, \tag{1}$$

где  $B$  – индукция магнитного поля (в Гс), а на основе формулы Брейта–Раби [13] можно показать, что для <sup>87</sup>Rb коэффициент пропорциональности  $K_0 = 2\pi \times 575.14$  Гц/Гс<sup>2</sup>. Величина магнитного поля в нашем случае составляла 100–150 мГс.

Для получения резонансных оптических частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в спектре излучения лазера его ток модулируется с частотой 3.417 ГГц, подаваемой от СВЧ генератора. При этом частота генератора синтезируется из частоты 10 МГц от термокомпенсированного кварцевого генератора (ТСХО). Частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  являются боковыми частотами порядков  $\pm 1$  получающегося частотно-модулированного излучения лазера.

Система автоматического регулирования, работающая на частоте  $\sim 15$  кГц, стабилизирует оптическую частоту лазерного излучения по D<sub>1</sub>-линии поглощения <sup>87</sup>Rb. Для получения сигнала ошибки синхронно детектируется первая гармоника модуляции оптической мощности пучка, прошедшего через рубидиевую ячейку. Рабочая частота пробной модуляции (15 кГц) выбрана исходя из того, что на этой частоте как у лазера, так и у элементов электроники обычно отсутствует избыточный фликкер-шум. Уп-

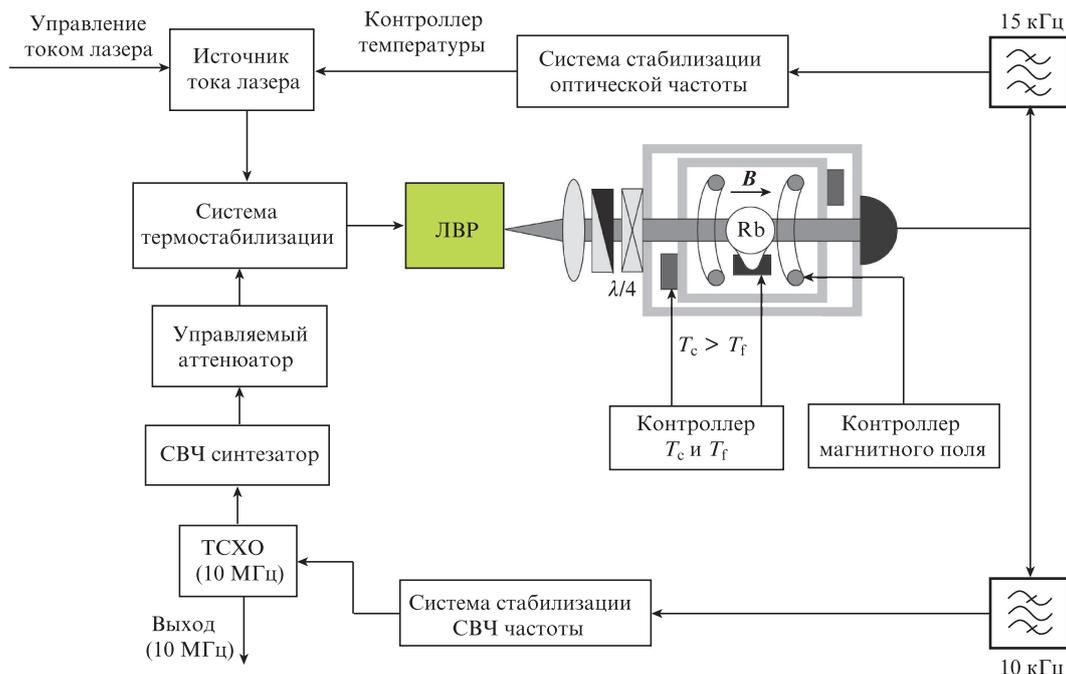


Рис.1. Функциональная схема КСЧ на основе явления КПН на D<sub>1</sub>-линии <sup>87</sup>Rb; ТСХО – термокомпенсированный кварцевый генератор,  $T_c$  – температура ячейки,  $T_f$  – температура отрезка ячейки.

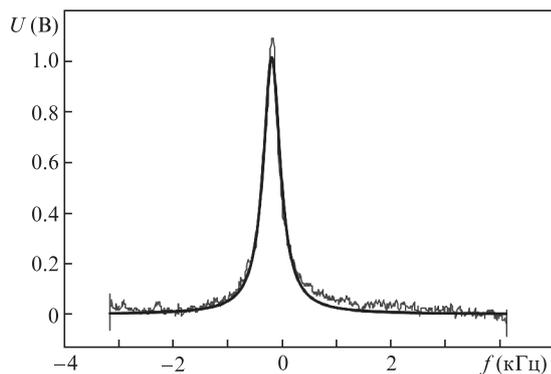


Рис.2. Контур резонанса КПН в атомах  $^{87}\text{Rb}$  при сканировании частоты СВЧ генератора около 3.4 ГГц;  $U$  – сигнал с фотоприёмника,  $\text{FWHM} \approx 680$  Гц.

равлять частотой генерации лазера можно, изменяя его ток питания или температуру. Изменения тока по быстрдействию во много раз превышают его изменения при температурном методе, но с изменением тока в гораздо большей степени меняется выходная мощность лазера, импеданс и модуляционные характеристики. С учётом этой особенности обработка сигнала ошибки системы автоматического регулирования осуществляется регулировкой температуры лазера, а пробная модуляция – через ток лазера. Также такой подход компенсирует ошибку, связанную с неточностью измерения температуры диода термодатчиком.

Для стабилизации частоты СВЧ генератора используется метод стабилизации, аналогичный методу Паунда–Древера–Холла, который применяется для стабилизации частоты лазеров в оптическом диапазоне [14]. В этом методе частота модуляции существенно превышает ширину резонанса. В нашем случае используется система автоматического регулирования с модуляционной частотой  $\sim 10$  кГц при полной ширине на полувысоте (FWHM) наблюдаемого резонанса КПН, равной 680 Гц (рис.2). Данный метод обладает рядом достоинств – он позволяет реализовать максимально возможное быстрдействие, выбрать высокую рабочую частоту для улучшения отношения сигнал/шум, а также имеет полосу захвата вплоть до рабочей частоты.

Поглощающая ячейка изготовлена из боросиликатного стекла, устойчивого к воздействию щелочных металлов и имеющего малую газопроницаемость (например, марки С51-1). Стеклоячейка содержит чистый изотоп  $^{87}\text{Rb}$  и буферный инертный газ (давление  $\sim 100$  Тор). В отсутствие буферного газа время когерентного взаимодействия атомов рубидия с лазерным полем определяется временем пролёта атомов через пучок, что приводит к существенному уширению резонансов КПН. На рис.3 представлен внешний вид ячейки и квантового стандарта в целом (без внешнего кожуха).

### 3. Спектроскопия резонансов КПН и исследование характеристик КСЧ

#### 3.1. Сдвиг резонанса КПН из-за изменения температуры ячейки

Для минимизации сдвига частоты резонанса КПН и, как следствие, частоты выходного сигнала КСЧ, вызываемого изменением температуры ячейки, используется смесь

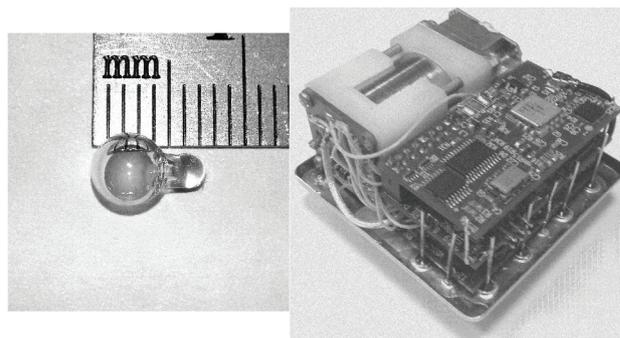


Рис.3. Поглощающая ячейка с парами атомов  $^{87}\text{Rb}$  (слева) и квантовый стандарт частоты на основе явления КПН (справа).

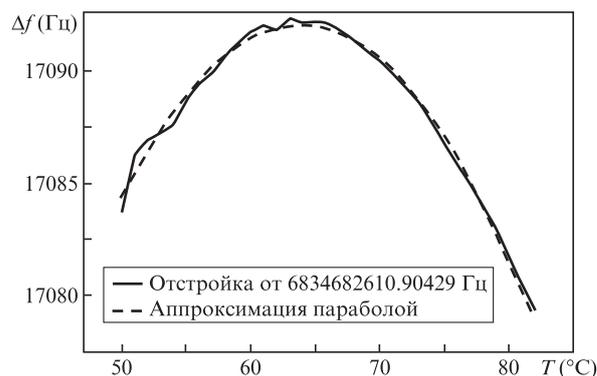


Рис.4. Зависимость сдвига частоты резонанса КПН от температуры ячейки.

буферных газов Ar и Ne ( $P_{\text{Ar}}/P_{\text{Ne}} = 35/65$  Тор). Известно [15, 16], что буферные газы, состоящие из лёгких атомов или молекул (например,  $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$ , He, Ne), приводят к увеличению частоты 0–0-перехода в атоме рубидия при увеличении давления и температуры, в то время как тяжёлые буферные газы (Ar, Xe, Kr) приводят к уменьшению этой частоты. Кроме того, эти зависимости нелинейные [17] и можно подобрать такую смесь буферных газов, при которой зависимость сдвига частоты 0–0-перехода от температуры ячейки будет иметь экстремум (рис.4). Вблизи этого экстремума сдвиг частоты 0–0-перехода и, следовательно, резонанса КПН не чувствителен к малым вариациям температуры ячейки. Эта особенность позволяет улучшить долговременную стабильность частоты КСЧ. Используемая нами пропорция буферных газов позволяет вывести точку экстремума в зависимости  $\Delta f(T)$  в район  $65^\circ\text{C}$ . При этой температуре в экспериментах наблюдается максимальное отношение сигнал/шум, что важно для достижения наилучшей кратковременной стабильности частоты КСЧ. Крутизна кривой на рис.4 такова, что при отстройке температуры на  $1^\circ\text{C}$  относительный сдвиг частоты резонанса равен  $\sim 5.85 \times 10^{-12}$ , что можно считать приемлемым значением. Температура  $T_{\text{min}}$ , при которой наблюдается минимальный сдвиг частоты, составляет  $\sim 64^\circ\text{C}$ .

#### 3.2. Сдвиг резонанса КПН из-за изменения СВЧ мощности

Световой сдвиг – это сдвиг атомных энергетических уровней в присутствии лазерного излучения, который связан с динамическим эффектом Штарка, квадратичным по напряжённости поля (линейным по интенсивности  $I$ ). Для конкретного уровня энергии в атоме этот сдвиг при-

мерно пропорционален отношению  $I/\delta$  и, следовательно, зависит не только от оптической отстройки частоты  $\delta$  светового поля от частоты перехода в атоме, но и от её знака. В случае трёхуровневой  $\Lambda$ -схемы световое поле, состоящее только из двух спектральных компонент  $\omega_1 > \omega_2$  с частотами Раби  $R_1$  и  $R_2$ , вызывает сдвиг частоты 0–0-перехода согласно простому выражению [18]:

$$\Delta\omega = -\frac{1}{4}(R_1^2 - R_2^2) \frac{\Delta_0}{(\gamma/2)^2 + \Delta_0^2}, \quad (2)$$

где  $\Delta_0$  – отстройка частоты лазерного поля от средней частоты двух переходов  $(\omega_1 + \omega_2)/2$ , а  $\gamma$  – полная ширина спектральной (оптической) линии перехода с учётом столкновительного уширения.

При использовании многочастотного лазерного поля, как в нашем случае с ЛВР, каждая из спектральных компонент участвует в формировании сдвига частоты 0–0-перехода. Приближённое выражение, при гармонической частотной модуляции и  $\gamma, \Delta_0 \ll \omega_{\text{hfs}}$ , для сдвига может быть записано в следующем виде [2, 17]:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{\text{hfs}}} = \left(\frac{R_0}{\omega_{\text{hfs}}}\right)^2 \left[ \theta(m) + \xi(m) \left(\frac{\Delta_0}{\omega_{\text{hfs}}}\right)^2 \right], \quad (3)$$

где  $\omega_{\text{hfs}}$  – частота сверхтонкого расщепления (6.83 ГГц в  $^{87}\text{Rb}$ ), а  $R_0$  – частота Раби, одинаковая для двух плеч  $\Lambda$ -схемы и в режиме без СВЧ модуляции лазерного поля. Коэффициенты  $\theta(m)$  и  $\xi(m)$  являются функциями индекса частотной модуляции излучения  $m$ :

$$\theta(m) = J_0^2(m) + \frac{1}{2} J_{p/2}^2(m) - 2 \sum_{n=1 \neq p/2}^{\infty} J_n^2(m) \frac{p^2}{(2n)^2 - p^2}, \quad (4)$$

$$\xi(m) = 4J_0^2(m) - 8 \sum_{n=1 \neq p/2}^{\infty} J_n^2(m) \frac{12n^2 + p^2}{[(2n)^2 - p^2]^3} p^4. \quad (5)$$

Здесь  $J_i$  – функции Бесселя первого рода  $i$ -го порядка, а  $p$  – чётное целое число, определяемое как отношение частоты сверхтонкого расщепления  $\omega_{\text{hfs}}$  к частоте модуляции лазера  $\omega_m$ . Отметим, что выражение (3) не учитывает асимметрию оптического спектра ЛВР, которая часто имеет место из-за паразитной амплитудной модуляции (см., напр., [19–21]).

На рис.5 показана зависимость частоты сигнала на выходе КСЧ от мощности СВЧ генератора при подавлении исходной мощности attenuатором в диапазоне от –16 до –1.5 дБ. Рабочий ток ЛВР выбран равным 1.4 мА, для него в точке минимального сдвига частоты КСЧ при изменении СВЧ мощности на 0.5 дБ относительное изменение частоты составляет  $\sim 3.2 \times 10^{-12}$ . Из рис.5 также видно, что с уменьшением чувствительности стандарта к уровню мощности СВЧ падает и чувствительность к изменению оптической мощности (это изменение эквивалентно выражено через изменение сигнала на фотодетекторе). Поэтому точка минимума на этих зависимостях является рабочей точкой КСЧ.

### 3.3. Относительная стабильность частоты КСЧ и бюджет сдвигов

При увеличении уровня СВЧ сигнала вырастает индекс модуляции  $m$ , что вызывает падение интенсивности

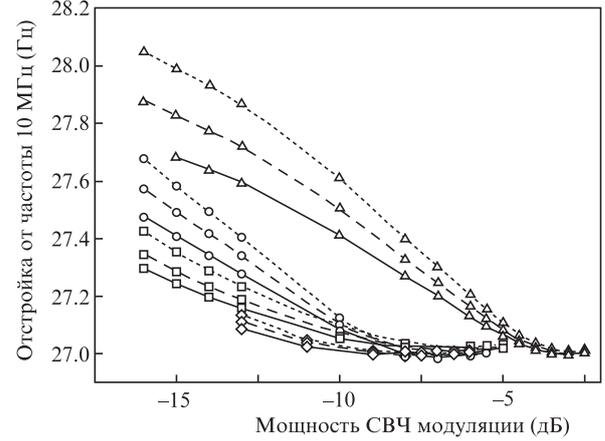


Рис.5. Зависимость сдвига выходной частоты КСЧ (10 МГц) от мощности СВЧ генератора при разной интенсивности излучения, регистрируемого фотодетектором (в вольтах), и при токе лазера  $I_{\text{las}} = 1.1$  (■), 1.2 (◆), 1.4 (○) и 1.6 мА (▲);  $U = 2$  В (сплошные кривые), 2.5 В (штриховые кривые) и 3 В (пунктирные кривые).

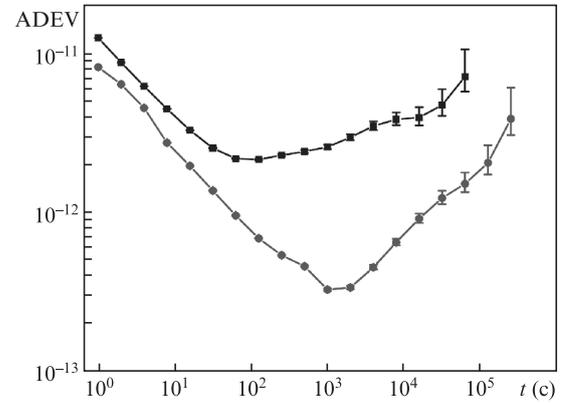


Рис.6. Девияция Аллана выходного сигнала КСЧ (10 МГц) в режиме измерения при максимальной амплитуде резонанса КПН (■) и в режиме минимальной чувствительности сдвига резонанса (●).

спектральных составляющих, формирующих резонанс КПН. Однако отношение сигнал/шум изменяется не столь значительно, что приводит к малому различию девияции Аллана за 1 с (рис.6). В то же время имеет место существенный выигрыш в долговременной стабильности из-за малой чувствительности сдвига частоты резонанса КПН от вариаций мощности СВЧ генератора и оптической мощности лазера (см. п.3.2).

Измерение сдвигов и стабильности проводилось при двух различных режимах мощности СВЧ генератора: в режиме максимальной амплитуды резонанса КПН и в режиме минимальной чувствительности сдвига резонанса от вариаций мощности СВЧ генератора. Данные измерений приведены в табл.1, вклад в суточную нестабильность рассчитан как среднее значение для нескольких наборов данных (девиация Аллана показана на рис.6. для одного из лучших образцов КСЧ).

## 4. Заключение

В работе описан разработанный квантовый стандарт частоты на основе явления когерентного пленения населённости в парах атомов  $^{87}\text{Rb}$ , а также приведены его характеристики. В частности, изучена зависимость сдвига частоты выходного сигнала КСЧ (10 МГц) от мощности

Табл.1. Бюджет сдвигов частоты сигнала КСЧ (10 МГц), измеренных при двух различных мощностях СВЧ генератора.

Вид сдвига	Стабильность значений в эксперименте	Максимальный контраст резонанса КПП		Максимальная чувствительность сдвига резонанса КПП к вариациям СВЧ мощности	
		Нестабильность сдвига	Вклад в суточную нестабильность часов	Нестабильность сдвига	Вклад в суточную нестабильность часов
Температура газовой ячейки	1 мК	0.1 мГц/К	$1 \times 10^{-14}$	0.1 мГц/К	$1 \times 10^{-14}$
Магнитное поле колец Гельмгольца	$10^{-5}$ Гс (0.1 мкА)	0.1 Гц/Гс	$1 \times 10^{-13}$	0.1 Гц/Гс	$1 \times 10^{-13}$
Девияция СВЧ модуляции	$10^{-4}$ дБ/с $10^{-2}$ дБ/сутки	66 мГц/дБ	$6.6 \times 10^{-11}$	3.4 мГц/дБ	$3.4 \times 10^{-12}$
Вариация оптической частоты	100 кГц	$1 \times 10^{-6}$ Гц/МГц	$1 \times 10^{-14}$	$1 \times 10^{-6}$ Гц/МГц	$1 \times 10^{-14}$
Вариация оптической мощности	4 мВ/сутки	0.045 Гц/В	$1.8 \times 10^{-11}$	0.006 Гц/В	$2.4 \times 10^{-12}$

генератора СВЧ, осуществляющего модуляцию тока лазера. Полученная зависимость позволила определить оптимальную мощность генератора (индекс частотной модуляции излучения), при которой частота выходного сигнала КСЧ не чувствительна к малым вариациям СВЧ мощности. Установлено, что при этой мощности частота сигнала КСЧ также имеет слабую чувствительность к вариациям оптической мощности лазерного излучения. Проведенные исследования позволили получить высокую долговременную стабильность сигнала КСЧ на уровне  $\sigma_y \approx 1.5 \times 10^{-12}$  за сутки. При этом итоговая потребляемая мощность всего стандарта находится на уровне 300 мВт при общем объеме устройства около 60 см<sup>3</sup>. Были также проведены исследования влияния различных других физических факторов на частоту сигнала КСЧ. Результаты этих измерений кратко представлены в табл.1.

Для сравнения разработанного КСЧ с аналогичными коммерчески доступными приборами рассмотрим два рубидиевых миниатюрных стандарта частоты от известных производителей. В частности, стандарт частоты SA.35m (Microsemi) имеет кратковременную стабильность  $3 \times 10^{-11}$  за 1 с, потребляемую мощность на уровне 5 Вт при объеме 50 см<sup>3</sup> [12]. Другой коммерческий продукт NAC1 (AccuBeat Ltd.) обладает кратковременной стабильностью  $2 \times 10^{-10}$  при энергопотреблении 1.2 Вт и объеме 32 см<sup>3</sup> [11]. Таким образом, разработанный нами КСЧ по своим характеристикам не уступает коммерчески доступным аналогам, а по некоторым – значительно превосходит их. КСЧ может найти применения в системе спутниковой навигации нового поколения с повышенной точностью определения координат, в системах связи с большим потоком данных, в астрофизике при создании систем радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой и других системах, где нужна высокая степень синхронизации сигналов.

Работа исполнителей из ИЛФ СО РАН выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № АААА-А17-117030310294-3).

1. Alzetta A., Gozzini A., Moi L., Orriols G. *Nuovo Cimento B*, **36**, 5 (1976).
2. Vanier J. *Appl. Phys. B*, **81**, 421 (2005).
3. Kitching J. *Appl. Phys. Rev.*, **5**, 031302 (2018).
4. Guidry M.A., Kuchina E., Novikova I., Mikhailov E.E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **34** (10), 2244 (2017).
5. Arimondo E. *Prog. Optics*, **35**, 257 (1996).
6. Brandt S., Nagel A., Wynands R., Meschede D. *Phys. Rev. A*, **56**, R1063 (1997).
7. Vanier J., Godone A., Levi F. *Phys. Rev. A*, **58**, 2345 (1998).
8. Klein M., Novikova I., Phillips D.F., Walsworth R.L. *J. Mod. Opt.*, **53**, 2583 (2006).
9. Nasyrov K., Gozzini S., Lucchesini A., Marinelli C., Gateva S., Cartaleva S., Marmugi L. *Phys. Rev. A*, **92**, 043803 (2015).
10. Stähler M., Wynands R., Knappe S., Kitching J., Hollberg L., Taichenachev A., Yudin V. *Opt. Lett.*, **27**, 1472 (2002).
11. Nano Atomic Clock 1, <https://www.accubeat.com>.
12. Miniature Atomic Clock SA.3Xm, <https://www.microsemi.com>.
13. Breit G., Rabi I.I. *Phys. Rev.*, **38**, 2082 (1931).
14. Drever R.W.P., Hall J.L., Kowalski F.V. *Appl. Phys. B*, **31** (2), 97 (1983).
15. Beaty E.C., Bender P.L., Chi A.R. *Phys. Rev. Lett.*, **1**, 311 (1958).
16. Robinson L.B. *Phys. Rev.*, **117**, 1275 (1960).
17. Bean B.L., Lambert R.H. *Phys. Rev. A*, **13**, 492 (1976).
18. Levi F., Godone A., Vanier J. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **47**, 466 (2000).
19. Gruet F., Al-Samaneh A., Kroemer E., Bimboes L., Miletic D., Affolderbach C., Wahl D., Boudot R., Miletic G., Michalzik R. *Opt. Express*, **21**, 5781 (2013).
20. Васильковская М.И., Васильев В.В., Зибров С.А., Яковлев В.П., Величанский В.Л. *Письма в ЖТФ*, **44**, 51 (2018) [*Techn. Phys. Lett.*, **44**, 20 (2018)].
21. Makarov A.O., Ignatovich S.M., Vishnyakov V.I., Mesenzova I.S., Brazhnikov D.V., Kvashnin N.L., Skvortsov M.N. *AIP Conf. Proc.*, **2098**, 020010 (2019).