

Параметры двойной сортировки атомов в Н-мазере и применение его сигнала в стандарте частоты фонтанного типа

М. С. АЛЕЙНИКОВ, И. Ю. БЛИНОВ

Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, Менделеево, Россия, e-mail: alejnikov@vniitri.ru

Для обеспечения в накопительной колбе Н-мазера только рабочих атомов использовано поле, созданное двумя антигильмгольцевыми катушками, расположенными между сортировочными магнитами. Рассчитана и исследована зависимость фактора качества сортировки Н-мазера от градиента и поперечной координаты нулевого значения общего поля. Рассмотрена схема использования сигнала Н-мазера для создания опросного сигнала рубидиевого фонтана, рассчитан эффект Дика.

Ключевые слова: водородный генератор, магнитная сортировка, майорановские переходы, атомный фонтан, эффект Дика.

To ensure a presence of only operating atoms in the H-maser storage bulb, the magnetic field created by two Pseudo-Helmholtz coils placed between selection magnets is used. The dependences of H-maser's selection system quality factor on the value of the magnetic field gradient and on the transverse coordinate of its zero value are calculated and examined. The H-maser output signal using scheme to create the answering signal of Rb atomic fountain is considered, the Dick effect is calculated.

Key words: hydrogen maser, magnet selection, Majorana transitions, atomic fountain, Dick effect.

В стандартах частоты фонтанного типа наряду с фундаментальными шумами, связанными с квантовыми флуктуациями атомной системы и определяющими предельно достижимую нестабильность стандарта, существуют и технические шумы лазерной и детектирующей систем, а также синтезатора [1, 2]. Учет влияния всех шумов чрезвычайно важен для оценки общей нестабильности частоты стандарта. Технический шум синтезатора, в отличие от всех упомянутых, не зависит от количества атомов в квантовой системе, природа его возникновения связана с циклическим (импульсным) режимом работы стандарта [3, 4]. Вклад этого шума определяется схемой возбуждения (восприимчивостью) квантовой системы и спектральной плотностью фазовых шумов опросного сигнала.

Поскольку частота часового перехода современных атомных фонтанов находится в СВЧ-диапазоне, представляет интерес рассмотреть синтезатор, шумовые характеристики которого определяются главным образом сигналом Н-мазера. Основным параметр такого синтезатора — выходная мощность Н-мазера, увеличение которой подавляет фазовые шумы сигнала опроса [5]. Одним из способов повышения

уровня мощности является использование двойной сортирующей магнитной системы вместо стандартной, состоящей из одиночного магнита, применяемой в промышленных водородных генераторах [6].

В данной статье рассмотрены основные проблемы, возникающие при работе двойной сортирующей системы, а также возможности синтезатора, основанного на мощном выходном сигнале Н-мазера.

Двойная магнитная сортирующая система. Принципиальным элементом двойной сортирующей системы является зона переворота спина атома водорода в состоянии $F=1$. Известны два метода с разными техниками переворота спина атома [7, 8]. В первом случае используется адиабатический метод переворота спина, во втором — метод, основанный на майорановском переходе. В дальнейшем речь пойдет только о втором способе, поскольку его реализация более проста.

Для организации майорановского перехода $[F=1, m_F=1] \leftrightarrow [F=1, m_F=-1]$ в области между сортирующими магнитами используют две антигильмгольцевые катушки (рис. 1). При пролете атома строго через точку, в которой общее поле обращается в нуль, согласно майорановской формуле [9] стимулируется указанный переход и происходит полный переворот спина атома. Однако только бесконечно малая часть из всего пучка атомов пролетает через нулевое поле (на рис. 1 приведен общий случай, когда атом отстоит от этой точки на расстояние ρ). В такой постановке задачи из признаков подобия можно выделить следующий безразмерный параметр

$$S = (dH_z/dz) (\mu_B \rho^2/hv), \quad (1)$$

где dH_z/dz — градиент z-компоненты общего поля вдоль оси атомного пучка (ось Z совпадает с этой осью); μ_B — магнетон Бора, h — постоянная Планка; v — скорость атома. Отметим, что при $S \rightarrow 0$ задача сводится к идеальному случаю, когда происходит полный переворот спина.

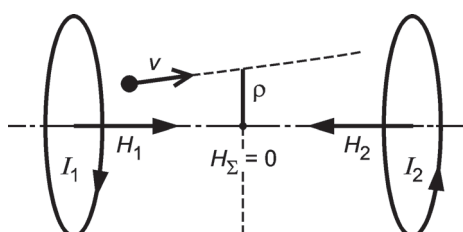


Рис. 1. Схема организации майорановского перехода атома водорода:

H_1, H_2 — напряженности магнитного поля, создаваемого левой и правой катушками, соответственно; H_Σ — напряженность магнитного поля, создаваемого двумя катушками; I_1, I_2 — сила тока, протекающего в левой и правой катушках

Полный спин атома водорода в состоянии $F=1$ описывается волновой функцией, представляющей спинор второго ранга. Задачу о взаимодействии частицы с произвольным спином s с магнитным полем $H(t)$ можно свести к задаче о взаимодействии магнитного поля с $2s$ независимыми частицами со спином $1/2$. Волновая функция одной из таких частиц, взаимодействующей с внешним магнитным полем, является двухкомпонентным спинором первого ранга и имеет вид [10]:

$$\psi^l = c^l \exp\left(\pm \frac{i\mu_B}{\hbar} \int H(t) dt\right), \quad l=1,2,$$

где c^l — нормировочная константа.

Таким образом, результатом взаимодействия атома водорода в состоянии $F=1$ с магнитным полем, созданным антигильмгольцевыми катушками в области между сортировочными магнитами, является конечный поворот компонентов спинора на угол π в идеальном случае и на угол меньше π в общем случае в зависимости от параметра S (рис. 2).

На основании приведенных выше рассуждений можно численно рассчитать фактор качества $\alpha = N_{\Sigma}/N_{10}$ (N_{Σ} — полный поток атомов в накопительную колбу, N_{10} — поток атомов, находящихся в состоянии $[F=1, m_F=0]$) произвольной двойной сортирующей системы с включенными и выключенными катушками при известной модели источника атомарного водорода [11]. Из (1) следует, что параметры такой задачи — dH_z/dz , ρ . Рассмотрим изменение фактора α для нескольких примеров магнитной сортирующей системы при следующих фиксированных геометрических размерах: длина первого и второго магнитов соответственно 60 и 120 мм; расстояние между магнитами — 100 мм; расстояние от второго магнита до колбы — 200 мм; диаметр колбы — 5 мм. На рис. 3 изображена зависимость α от ρ при фиксированном значении градиента $dH_z/dz = 1$ Гс/см для трех сортирующих систем, состоящих из четырехполюсных магнитов, и для одной сортирующей системы — из шестиполюсных. Область малых значений параметров соответствует случаю, когда включенные катушки обеспечивают идеально полный переворот спина (поворот на π), а в области больших значений — катушки выключены.

С помощью дополнительных расчетов можно показать, что при $dH_z/dz < 1$ Гс/см фактор α остается предельно достижимым для конкретной сортирующей системы. При этом значение параметра ρ не должно превышать 0,5 мм, в противном случае качество работы сортирующей системы снижается. В связи с этим следует предельно осторожно экранировать зону спин-флипа и по возможности использовать дополнительные поперечные катушки для выравнивания общего поля и вытягивания нулевой точки в центр оси атомарного пучка. Также следует отметить, что при абсолютно равных параметрах фактор α четырехполюсных магнитов меньше в 1,2 раза, чем шестиполюсных.

Н-мазер повышенной мощности для формирования сигнала опроса. При рассмотрении взаимодействия сигнала опроса с атомным облаком в стандарте частоты фонтанного типа можно описывать состояние квантовой системы в терминах вектора псевдоспина, рассматривая возбуждение в виде классической волны вектора магнитной индукции $\mathbf{B}$ в точке пространства $\mathbf{r}_0$ в момент времени t :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_0, t) = bB_0 \cos(\omega t + \varphi_0),$$

где $\mathbf{b}$, B_0 — единичный орт направления и амплитуда магнитной индукции, соответственно; ω , φ_0 — круговая частота и начальная фаза колебания $\mathbf{B}$.

Пусть $\delta\varphi$ — случайное малое возмущение фазы, вызванное флуктуациями сигнала синтезатора в произвольный момент времени, тогда уравнения движения для компонент вектора псевдоспина $\mathbf{R}(t) = \{u(t), v(t), w(t)\}$ [12] примут вид

$$d\mathbf{R}(t)/dt = \mathbf{\Omega}_R(t) \times \mathbf{R}(t),$$

где $\mathbf{\Omega}_R(t) = \{-\Omega_R(t), -\delta\varphi\Omega_R(t) - (\omega - \omega_0)\}$, $\Omega_R(t) = \pi^2/(4\tau) \sin(\pi t/\tau)$, τ — время пролета облака атомов через резонатор, в течение которого атомной системе сообщается импульс $\pi/2$.

Далее определим функцию чувствительности $g(t)$ как малое изменение конечной вероятности перехода в возбужденное состояние квантовой системы δP , вызванное флуктуацией фазы $\delta\varphi$ в момент времени t :

$$\delta P = \frac{1}{2} \int_0^{T+2\tau} g(t) \delta\varphi(t) dt, \quad (2)$$

где T — время пролета облака атомов в гравитационном поле Земли в период между взаимодействиями атомов с резонатором. Общий вид такой функции как из аналитического, так и из численного расчетов приведен в [13].

Таким образом, взаимодействие атомного облака с резонатором можно интерпретировать как отклик гипотетического фильтра $|g(\omega)|^2$ на фазовый шум сигнала опроса, определяемый спектральной плотностью мощности синтезатора $L_{\delta\varphi}(\omega)$. Важно отметить, что из-за циклической работы фонтана с временем цикла, равным $T_{\text{ци}}$, в низкочастотный сигнал ошибки входят паразитные гармоники на частотах,

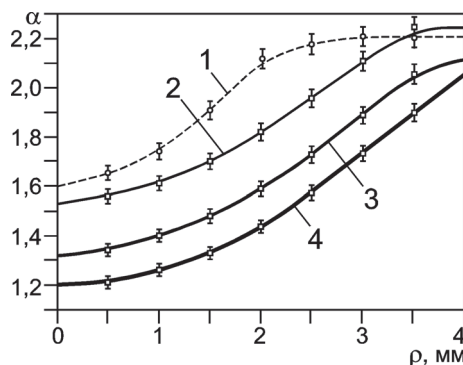


Рис. 3. Зависимость фактора качества сортировки α от поперечной координаты нулевого значения общего поля при $dH_z/dz = 1$ Гс/см:

1 — параметры первого и второго шестиполюсных магнитов: $H_1 = 0,8$ Тл, $d_1 = 2,5$ мм, $H_2 = 0,8$ Тл, $d_2 = 4$ мм; 2 — параметры первого и второго четырехполюсных магнитов: $H_1 = 0,6$ Тл, $d_1 = 3$ мм, $H_2 = 0,6$ Тл, $d_2 = 4$ мм; 3 — магниты четырехполюсные: $H_1 = 0,8$ Тл, $d_1 = 2,5$ мм, $H_2 = 0,8$ Тл, $d_2 = 4$ мм; 4 — магниты четырехполюсные: $H_2 = 1,0$ Тл, $d_1 = 2$ мм, $H_2 = 1,0$ Тл, $d_2 = 3$ мм

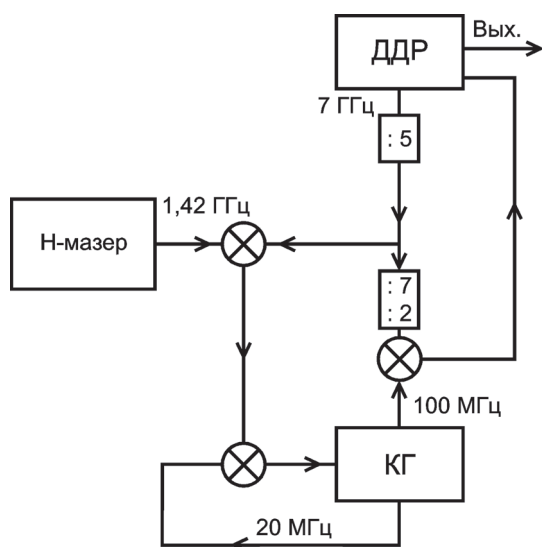


Рис. 4. Основные узлы схемы формирования сигнала опроса часового перехода атомов Rb:

ДДР — диэлектрический дисковый резонатор; КГ — блок кварцевых генераторов 5 и 100 МГц

кратных $1/T_{\text{ш}}$, что в литературе носит название эффект Дика [14]. Спектральная плотность мощности частотных шумов всех паразитных гармоник с учетом (2) в рамках модели низкочастотного белого шума принимает вид

$$L_v^o(0) = \frac{1}{2\pi^2} \left\{ \sum_{k>0} |g(2\pi k/T_u)|^2 L_{\delta\varphi}(k/T_u) / \left[\int_0^{T+2\tau} g(t) dt \right]^2 \right\},$$

тогда предельно достижимая нестабильность относительной частоты фонтана, вызванная фазовыми шумами синтезатора, записывается как

$$\sigma_y^2(\tau) = L_v^0(0)/(2\tau v_0^2).$$

Рассмотрим схему формирования сигнала опроса, ключевым элементом которой является Н-мазер повышенной мощности (рис. 4). Основной функцией схемы является деление частоты генератора на основе диэлектрического резонатора *ДДР* до частоты мощного Н-мазера и его дальнейшая привязка. Для формирования сигналов 20 и 100 МГц служит узел схемы, состоящий из двух кварцевых генераторов 5 и 100 МГц (блок *КГ*).

При описании фазовых шумов блоков ДДР и КГ используем эвристическую модель Лисона [15]. Спектральная плотность мощности фазовых шумов Н-мазера имеет вид

$$L_{\varphi}(f) = \frac{k\Theta_p}{P} \frac{v_0^2}{Q_{\text{eff}}^2 f^2} + F \left[4 \frac{k\Theta_c}{P} + \frac{(\beta-1)^2}{\beta(\beta+1)} \frac{k\Theta_p}{P} \right],$$

где P — мощность пучка атомов водорода; ν_0 — частота генерации; Θ_p — температура резонатора; Q_L — добротность линии; F — шум-фактор усилителя; β — параметр связи нагрузки с резонатором.

В указанной модели синтезатора (см. рис. 4) пренебрежем дополнительным источником шума, связанным с пере-

носом нестабильности от Н-мазера к блокам *КГ* и *ДДР* [16]. При этом спектральную плотность фазовых шумов сигнала опроса определяют параметры Н-мазера и *ДДР*. Далее будем считать, что нагруженная добротность диэлектрического резонатора $Q = 1,6 \cdot 10^5$, а фазовый шум опорного усилите-

ля ДДР описывается функцией $L_{\phi}^{\alpha}(f) = b_{-1}/f + b_0$ с параметрами $b_{-1} = -136$ дБрад² и $b_0 = -165$ дБрад²/Гц. Модель опорного усилителя ДДР: $S_{\omega}^{\alpha} = -165$ [рад²/Гц] — $136/f$ [рад²/Гц].

Тогда единственным параметром синтезатора остается сигнал—шум Н-мазера, равный $0,5L_{\phi}(f)$ в полосе 1 Гц. Численный расчет девиации Алана фонтана для отношений сигнал—шум 80; 90 дБ составляет соответственно $1,44 \cdot 10^{-13}/\sqrt{\tau}$ и $6,0 \cdot 10^{-14}/\sqrt{\tau}$.

Выводы. На основе приведенной модели поведения спина атома водорода в поле, созданном антигильмгольцевыми катушками, рассчитаны критические значения параметров $dH_z/dz = 1 \text{ Гс/см}$ и $\rho = 0,5 \text{ мм}$. При значениях этих параметров, превышающих указанные, снижается качество работы сортирующей системы. Приведена схема синтезатора на основе сигнала мощного Н-мазера для рубидиевого фонтана. Численный расчет вклада фазового шума такого синтезатора в предельно достижимую девиацию Аллана фонтана для отношения сигнал—шум Н-мазера, равного 80 и 90 дБ, составил $1,44 \cdot 10^{-13}/\sqrt{\tau}$ и $6,0 \cdot 10^{-14}/\sqrt{\tau}$, соответственно.

Литература

1. **Santarelli G., Laurent Ph., Lemonde P., Clairon A., Mann A.G., Chang S., Luiten A. N., Salomon Ch.** Quantum projection noise in an atomic fountain: A high stability caesium frequency standard // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. P. 4619—4622.
2. **Ovchinnikov Y., Marra G.** Accurate rubidium atomic fountain frequency standard. *Metrologia*. 2011. V. 48. P. 87—100.
3. **Dick G. J.** Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards // *Proc. 19th Precise Time and Time Interval (PTTI), Redondo Beach, CA, 1987.* P. 133—147.
4. **Dick G. J., Prestage J. D., Greenhall C. A., Maleki L.** Local oscillator induced degradation of medium-term stability in passive atomic frequency standards // *Proc. 22th Precise Time and Time Interval (PTTI), Vienna, VA, 1990.* P. 487—508.
5. **Vanier J., Audoin C.** The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards // *IOP Publishing Ltd, Bristol and Philadelphia.* 1989. V. 2. P. 1082—1102.
6. **Бойко А. И., Елкин Г. А., Жесткова Н. Д., Курников Г. П., Парамзин В. А.** Водородный генератор для стандарта частоты на фонтане атомов цезия // *Труды ВНИИФТРИ.* 2005. Т. 50. С. 100—112.
7. **Audoin C., Desaintfuscién M., Petit P., Schermann J.-P.** Design of a Double Focalization in a Hydrogen Maser // *IEEE Trans. Instrum. Measur.* 1968. V. IM-17. N. 4. P. 351—353.
8. **Urabe S., Nakagiri K., Ohta Y., Kobayashi M., Saburi Y.** Majorana Effect on Atomic Frequency Standards // *IEEE Trans. Instrum. Measur.* 1980. V. IM-29. N. 4. P. 304—310.
9. **Schwinger J.** On nonadiabatic processes in inhomogeneous fields // *Phys. Rev.* 1937. V. 51. P. 648—651.

10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Курс теоретической физики. Т. 3. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. С. 568—570.

11. Бойко А. И., Алейников М. С. Активный Н-мазер с повышенной кратковременной стабильностью // Измерительная техника. 2013. № 10. С. 33—36.

12. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. С. 133—146.

13. Aleynikov M. S., Boyko A. I. On the single-state selection for H-maser and its signal application for fountain atomic standard // Proc. IEEE Europ. Frequen. Time Forum. 2014. P. 169—172.

14. Joyet A., Mileti G., Duddle G., Thomann P. Theoretical Study of the Dick Effect in a Continuously Operated Ramsey Resonator // IEEE Trans. Instrum. Measur. 2001. V. 50. N. 1. P. 150—156.

15. Leeson D. B. A Simple Model for Feed Back Oscillator Noise // Proc. IEEE. 1966. 54(2):329.

16. Vanier J., Tetu M., Bernier L.-G. Transfer of Frequency Stability from an Atomic Frequency Reference to a Quartz-Crystal Oscillator // IEEE Trans. Instrum. Measur. 1979. V. IM-28. N. 3.

Дата принятия 06.02.2015 г.

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

681.2:536.6

Особенности измерений теплового потока накладными датчиками

Н. А. ВИХАРЕВА^{1,2}, В. Я. ЧЕРЕПАНОВ^{1,2}, В. А. ЯМШАНОВ^{1,2}

¹ Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

² Сибирский научно-исследовательский институт метрологии, Новосибирск, Россия, e-mail: milana-maria@mail.ru

Рассмотрены причины возникновения погрешностей при измерениях плотности теплового потока датчиками, расположенными на поверхности нагретых тел. Теоретически обосновано и экспериментально подтверждено влияние коэффициента черноты поверхности датчиков на погрешность измерений.

Ключевые слова: датчик теплового потока, коэффициент черноты, коэффициент теплоотдачи, плотность теплового потока, поверхность теплоотдачи.

The causes of the origin of errors during measurements of the heat flux by sensors located on the surface of heated bodies are considered. The influence of the sensors surface emittance on the measurement error is theoretically proved and experimentally confirmed.

Key words: heat flow sensor, emittance, heat transfer coefficient, heat flux density, heat transfer surface.

Измерения тепловых потоков представляют интерес для многих отраслей науки, техники и промышленности. Особую роль такие измерения играют при рациональном использовании энергетических ресурсов, так как являются источниками достоверной количественной информации о тепловых потерях объектов.

В последнее время все большее применение находят прямые измерения тепловых потоков, которые для низких и средних значений плотности (до 10 кВт/м²) осуществляют с помощью накладных датчиков и измерительных приборов. Принцип действия этих датчиков заключается в формировании электрического сигнала, пропорционального плотности теплового потока и соответствующей разности температур, создаваемой при его прохождении через некоторое постоянное тепловое сопротивление, обычно имеющее форму пластины (стенки) [1]. Существует много зарубежных и отечественных разновидностей датчиков, отличающихся в зависимости от назначения конструкцией, материалом, технологией изготовления и принципом формирования входного

сигнала [2]. Указанные приборы имеют различные размеры и формы: круглые, квадратные или прямоугольные с характерными размерами 10—330 мм и толщиной 0,5—15 мм. Для определения сигналов датчиков используют милливольтметры или специальные измерители и многоканальные измерительные системы, отображающие результат в значениях плотности теплового потока. Коэффициенты преобразования датчиков обычно составляют 10—100 Вт/(м²·мВ).

Для метрологического обеспечения такого многообразия датчиков требуются адаптированные к ним новые эталонные средства и методики измерений, учитывающие специфику их применения.

Технической основой обеспечения единства измерений теплового потока в России является Государственный первичный эталон единицы поверхностной плотности теплового потока ГЭТ 172—2008 [3]. Эталон воспроизводит единицу поверхностной плотности теплового потока в диапазоне 10—5000 Вт/м² при температуре 200—420 К и в соответствии с национальным стандартом [4] передает ее вторичным эта-