

Активный Н-мазер с повышенной кратковременной стабильностью

А. И. БОЙКО, М. С. АЛЕЙНИКОВ

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

Теоретически рассмотрены возможности усиления мощности сигнала водородного генератора при использовании двойной магнитной сортировки и охлаждения камеры атомарного источника. Представлена расчетная модель генератора с кратковременной стабильностью $2,5 \cdot 10^{-14}$ за 1 с.

Ключевые слова: водородный генератор, магнитная сортировка, охлажденный источник.

The possibilities of power amplification of hydrogen generator signal at using of dual magnetic sorting and cooling of atomic source camera are considered theoretically. The rated model of generator with short-term stability $2,5 \cdot 10^{-14}$ per 1 s is presented.

Key words: hydrogen generator (maser), magnetic sorting, cooled source.

Водородные генераторы (мазеры) наряду со сверхмалошумящими кварцевыми генераторами [1] в настоящее время являются основными источниками стабильного сигнала в микроволновой области частот. Типичная кратковременная нестабильность (вариация Аллана [2]) сигналов лучших образцов таких источников составляет $\sigma_y = (1 \dots 2) \cdot 10^{-13}$ за 1 с. Сигналы с такой нестабильностью используются, например, в системах формирования опросного сигнала в стандартах частоты фонтанного типа [3, 4]. Синтезатор, основанный на мощном водородном генераторе, может обеспечить меньшую кратковременную нестабильность, а также улучшить отношение сигнал—шум опросного сигнала.

Одна из первых идей по созданию активного водородного мазера с повышенной кратковременной стабильностью была изложена в [5]. Суть идеи заключается в использовании двух сортирующих магнитов, разделенных областью майорановских спин-флип-переходов [6], вместо традиционной селективной системы, состоящей из одного сортирующего магнита. В описанной ниже новой селективной системе из атомарного пучка устраняются все нежелательные атомы, при этом в накопительной колбе присутствуют только рабочие атомы. Таким образом, при одинаковом числе рабочих атомов в накопительной колбе, выходная мощность Н-мазера с двойной сортировкой увеличивается по сравнению с традиционной, благодаря уменьшению спин-обменного взаимодействия в накопительной колбе. В дальнейшем изложении будут представлены количественные оценки конкретных магнитных селективных систем.

В данной работе приведены результаты численных расчетов траекторий атомного пучка мазера. Условно их можно разделить на две части, в которых представлены зависимости мощности Н-мазера от выбора селективной системы и от температуры источника атомарного водорода.

Кратковременная нестабильность σ_s сигнала водородного генератора, общий вид которого приведен на рис. 1, выражается соотношением [5]:

$$\sigma_s^2 = \frac{1}{\omega^2 \tau^2} \frac{N}{S} = \frac{1}{\omega^2 \tau^2} FkTB \left[\frac{1+\beta}{\beta} \frac{1}{P} \right], \quad (1)$$

где ω — частота (циклическая) генерации; τ — время измерения, $\tau \leq 50$ с; $N = FkTB$ — мощность шума, выделяющегося на приемнике; F — шум-фактор приемника; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура накопительной колбы мазера; B — эквивалент полосы пропускания приемника; $S = \beta P / (1 + \beta)$ — мощность полезного сигнала, поступающего на приемник; β — коэффициент связи резонатора; P — общая мощность, излучаемая атомами водорода в накопительной колбе.

Здесь и далее под нижней частью мазера понимается источник атомарного водорода и селективная система, под верхней — накопительная колба, резонатор и приемник. В свою очередь, выражение для мощности P имеет известное представление [7], содержащее параметры как верхней, так и нижней части мазера:

$$\frac{P}{P_{кр}} = -2q^2 \left(\frac{\Delta I}{I_{пор}} \right)^2 + (1 - 3q) \frac{\Delta I}{I_{пор}} - 1, \quad (2)$$

где $I_{пор}$, $P_{кр}$ — пороговая интенсивность и критическая мощность атомного пучка; ΔI — эффективная интенсивность рабочих атомов, поступающих в накопительную колбу; q — параметр качества,

$$q = \frac{\sigma \bar{v} \hbar}{2\mu_B^2 \mu_0} \frac{V_p}{V_k} \frac{1}{Q_p \eta} \frac{\Gamma_k + \Gamma_{ст}}{\Gamma_k} \frac{I_\Sigma}{\Delta I}, \quad (3)$$

σ — поперечное сечение спин-обмена [8]; $\bar{v}$ — средняя относительная скорость атомов в колбе; μ_B — магнетон Бора; μ_0 — магнитная постоянная; V_p , V_k — объемы резонатора и накопительной колбы, Q_p — добротность нагруженного резонатора; η — коэффициент заполнения магнитного поля; Γ_k , $\Gamma_{ст}$ — коэффициенты релаксации, вызванной конечным временем пребывания атома в колбе и взаимодействием атома со стенками; I_Σ — общая интенсивность.

Параметр q является ключевым, по сути, определяющим мощность генерации водородного мазера. Так, генерация возможна только при $0 \leq q \leq 0,17$. Как следует из (3), q зависит от соотношения $I_\Sigma / \Delta I$, которое, в свою очередь,

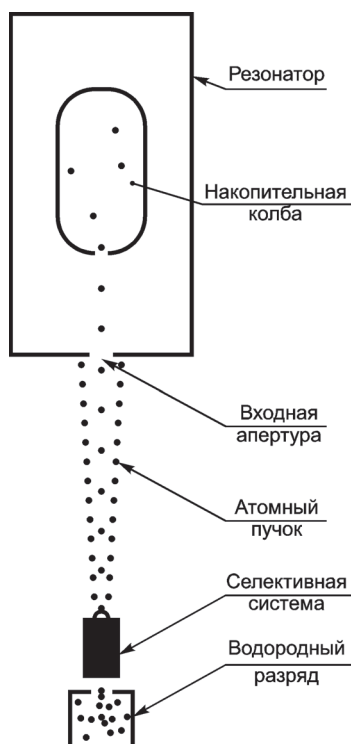


Рис. 1. Схематическое изображение Н-мазера

точника все магнитные подуровни заселены равновероятно.

Для создания инверсной населенности в накопительной колбе мазера используется магнитная селективная система. Вклад в генерацию мазера вносят только атомы в состоянии $[F = 1, m_f = 0]$, присутствие в накопительной колбе атомов трех других подуровней состояния вызывает ненужную спин-обменную релаксацию излучаемых атомов и дополнительные частотные сдвиги выходного сигнала. Для описания эффективности работы селекции магнитной системы вводится параметр

$$\alpha = (I_{10} + I_{11} + I_{1-1} + I_{00}) / (I_{10} - I_{00}) = I_{\Sigma} / \Delta I,$$

где индексы обозначают введенные выше квантовые числа.

Этот параметр, собственно, и является объектом численных расчетов нижней части Н-мазера, так как он отражает эффективность селекции. Действительно, из определения следует, что всегда $\alpha \geq 1$ и чем ближе к 1, тем лучше инверсия населенности создается в накопительной колбе. Вычисляется α из следующих соображений: распределение скорости v атомов в источнике описывается модифицированным распределением Максвелла и количество атомов, вылетающих из источника в единицу времени в единицу телесного угла определяется как [10]:

$$I(v, \Theta) dv d\Omega = \frac{2I_0}{\sqrt{4}} v^3 e^{-v^2/\bar{v}^2} f(\Theta) dv d\Omega, \quad (4)$$

где $f(\Theta)$ — нормированная диаграмма направленности источника; I_0 — интенсивность пучка в максимуме диаграммы.

зависит только от параметров нижней части мазера и полностью определяет эффективность работы селективной системы.

Как известно [9], атомы водорода в источнике находятся в основном состоянии $S_{1/2}$. С учетом сверхтонкой структуры это состояние имеет четыре магнитных подуровня $[F = 1, m_f = 0, \pm 1]$, $[F = 0, m_f = 0]$, где F, m_f — квантовые числа полного магнитного момента атома водорода и его проекции на ось квантования. Согласно тепловому распределению Больцмана вероятность w_n нахождения квантовой системы на уровне n , обладающей энергией E_n , пропорциональна $e^{-E_n/kT}$. Поскольку указанные подуровни основного состояния имеют приблизительно одинаковую энергию, считается, что на выходе источника

все магнитные подуровни заселены равновероятно.

Зная уравнения движения атома в $2N$ -полюсном магните [11], можно вычислить интеграл от (4) и найти I_{F, m_f} и α .

В качестве отправной точки приведем окончательные результаты расчетов традиционной селективной системы. Так, пусть используется один шестиполюсный магнит с параметрами: $H_0 = 0,6—0,8$ Тл — напряженность поля на краю зазора, $r_m = 1,0—2,5$ мм — радиус внутреннего отверстия, $l_m = 40—60$ мм — длина магнита. Для системы, включающей указанный магнит, из численного расчета траектории пучка находим $\alpha \geq 4—5$, что свидетельствует о достаточно плохой селективности этой системы: в пучке атомов при влете в накопительную колбу присутствует лишь 20—30 % рабочих атомов. Соответствующий таким значениям α фактор качества $q > 0,07—0,1$ в зависимости от параметров верхней части мазера. Понятно, что мощность сигнала генератора с такой селекцией находится далеко от максимального предела, а в некоторых случаях генерация, и вовсе, может быть затруднена. Поэтому возникает естественный вопрос об улучшении эффективности селекции.

Для уменьшения α вплоть до 1 нужно применять селективную систему с двумя магнитами (рис. 2). Обычно в качестве сортирующих элементов используют четырех- либо шестиполюсные магниты. Разница между ними заключается в зависимости напряженности поля, а значит, и силы, действующей на атом, от радиальной координаты. В шестиполюсном магните сила вблизи оси равна нулю, поэтому для устранения нежелательных атомов из пучка в селективной системе, состоящей из таких магнитов, требуются дополнительные стопы-предграды малых размеров, расположенные на оси. В системе, состоящей из четырехполюсных магнитов, такая необходимость отсутствует, поскольку сила вблизи оси не равна нулю (постоянна с изменением знака при пересечении оси). Сравним эти системы количественно.

Прежде чем приводить окончательный результат расчетов, опишем модель источника. Будем полагать, что источник содержит систему независимых каналов с диаграммой направленности [12]:

$$f(\Theta) = \begin{cases} \cos \Theta \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\tan \Theta}{\tan \Theta_0} \right] 2\pi \sin \Theta d\Theta, & 0 \leq \Theta \leq \Theta_0, \\ \cos \Theta \left[\frac{1}{2} \frac{\tan \Theta_0}{\tan \Theta} \right] 2\pi \sin \Theta d\Theta, & \Theta_0 \leq \Theta \leq \frac{\pi}{2}, \end{cases}$$

где $\Theta_0 = \arctg(d/L)$; d, L — диаметр и длина канала, соответственно. При этом в максимуме диаграммы направленности $I_0 = \xi S p <v> / (4\pi kT)$, где ξ, S — прозрачность и площадь сечения отверстия источника; p, T — давление и температура в источнике, $<v>$ — средняя скорость атомов в его камере. Положим $\xi = 0,6, S = \pi r^2 = \pi/4$ мм, $d = 40$ мкм, $L = 1,5$ мм, $T = 900$ К.

На рис. 3, а, б приведены зависимости мощности пучка водородного генератора от обратной добротности линии [13] и давления в камере источника. Обычно использовали магниты с параметрами: $H_0 = 0,6$ Тл, $r_{m1} = 1,25$ мм для первого селективного магнита, $r_{m2} = 2,0$ мм для второго, $l_m = 60$ мм. Для усиленных и удлиненных магнитов $H_0 = 1,0$ Тл, r_{m1} и r_{m2} те же, $l_m = 80$ мм. Параметры накопительной колбы и резонатора: $V_k = 3,0$ л, $\Gamma_{\Sigma} = 1,15$ с⁻¹ — суммарный коэффициент релаксации атомов в колбе, $T = 323$ К — температура стенок колбы, $V_p = 17,5$ л — объем резонатора, $Q = 36,0 \cdot 10^3$ — добротность нагруженного резонатора.

Соответственно для обычной, усиленной четырехполосной и шестиполосной систем расчетные значения $\alpha = 1,37; 1,13; 1,26$. Из рис. 3, а следует преимущество шестиполосной системы над обычной четырехполосной, что связано с меньшим значением α , а значит, с меньшим q . Однако в указанной шестиполосной модели использовалась одна стоп-преграда диаметром $d = 1$ мм, расположенная сразу за первым магнитом, в результате чего из пучка рассеивается треть рабочих атомов. На рис. 3, б наблюдается преимущество четырехполосной системы над шестиполосной в начальной области давлений. В действительности, эта область (первые три точки) часто является основным рабочим режимом источника и Н-мазера в целом. Поэтому выбор селективной системы зависит от того, нужно ли максимально использовать ресурсы водородных натекателя и источника. Отметим, что данные рассуждения справедливы для источника при $T = 900$ К. В случае усиленной четырехполосной системы параметр α приближается к идеальному значению: система практически полностью устраняет нежелательные атомы. Максимальная мощность атомного пучка увеличена в 1,8 раза по сравнению с системой, использующей обычные магниты.

Атомы, вылетающие из отверстия источника, имеют колоколообразное распределение (4) по скорости, определяющим параметром которого является температура источника T . При понижении температуры максимум распределения поднимается и перемещается в сторону более низких скоростей. Тогда работа селективной системы оказывается более эффективной, поскольку пропадает группа атомов, движущихся с большими скоростями и, следовательно, слабо отклоняющихся от прямолинейной траектории.

На рис. 3, в приведены зависимости мощности атомного пучка усиленных четырех- и шестиполосной систем от обратной добротности линии при температуре источника $T = 300$ К. Все параметры источника, усиленных магнитов, колбы и резонатора те же, что и в предыдущем случае. Как следует из рис. 3, в при холодном источнике преимущество в селекции остается за четырехполосной системой (расчетные значения $\alpha = 1,12$ и $1,02$). Кроме улучшенного α , расход атомов в четырехполосной системе в 1,9 раза меньше. Максимальная мощность сигнала для усиленной четырехполосной системы в случае охлажденного до комнатной темпера-

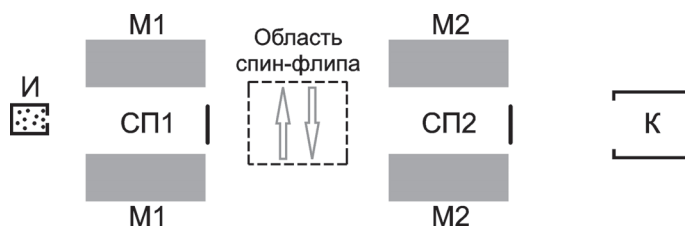


Рис. 2. Общий вид схемы нижней части водородного генератора с двойной сортировкой:

И — источник; M1, M2 — магниты; СП1, СП2 — стоп-преграды; К — колба

туры источника увеличивается в 1,3 раза по сравнению с обычным (см. рис. 3, а), при этом расход рабочих атомов меньше почти в 2 раза. Вообще говоря, представленная четырехполосная селективная система с охлажденным источником является максимально идеальной ($q \approx 0,03$) и для повышения уровня мощности выходного сигнала остается только варьировать параметры верхней части Н-мазера.

В заключение приведем традиционную зависимость стабильности сигнала активного Н-мазера от времени измерения, используя выражение

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{\omega^2 \tau^2} \frac{N}{S} + \frac{kT}{2\tau} \frac{1}{PQ^2}. \quad (5)$$

На рис. 4 приведена указанная зависимость для случая усиленной четырехполосной системы с охлажденным источником атомов в рабочей точке $Q = 1 \cdot 10^9$. Параметры абстрактного приемника в приведенных расчетах: $F = 0,8$ дБ, $B = 10$ Гц. Расчетное значение кратковременной нестабильности сигнала такого водородного генератора, измеренное за 1 с, $\sigma_y = 2,48 \cdot 10^{-14}$.

Выводы. Получены расчетные значения α для разных магнитных сортирующих систем. Показано, что в случае источника с температурой $T = 900$ К эффективнее работает шестиполосная система с одной стоп-преградой, однако количество атомов на треть меньше, чем в четырехполосной системе. Для источника с температурой $T = 300$ К целесообразно использовать четырехполосную систему. Усиление и удлинение магнитов увеличивает мощность сигнала в 1,8 раза, понижение температуры источника в — 1,3 раза.

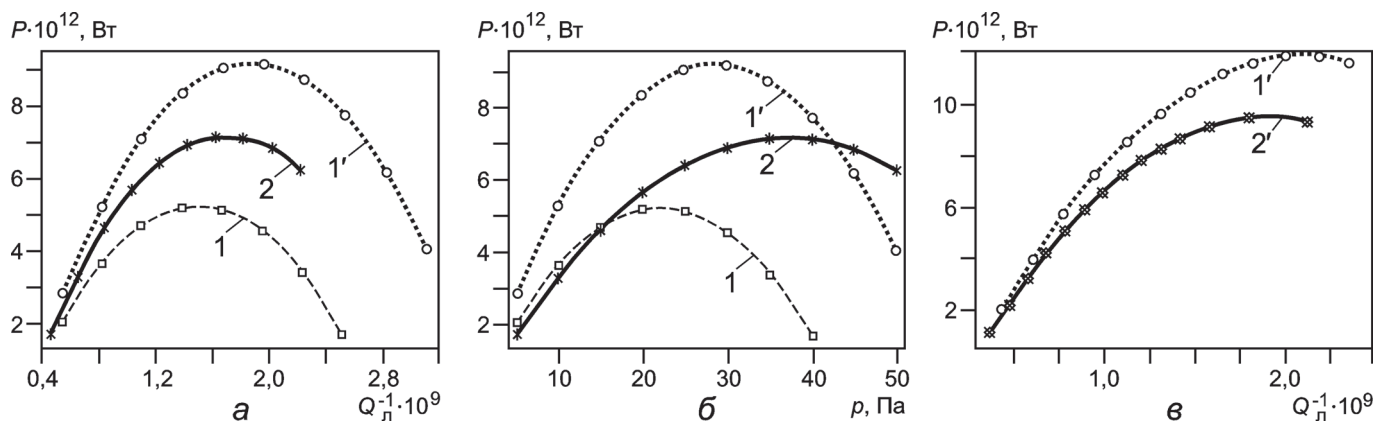


Рис. 3. Зависимости мощности пучка Н-мазера от обратной добротности линии при $T = 900$ °C (а), $T = 300$ °C (в) и от давления при $T = 900$ °C (б) для систем:

четырёх- (кривые 1), шести- (кривые 2), четырёх- и шестиполосной с усиленными и удлиненными магнитами (соответственно кривые 1' и 2')

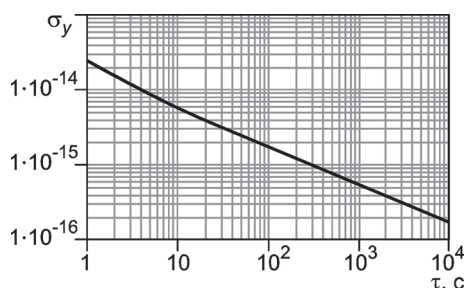


Рис. 4. Теоретическая зависимость нестабильности от времени измерения

Литература

1. Wang R. T., Dick G. J. Cryocooled sapphire oscillator with ultrahigh stability // IEEE Trans. Instrum. Meas. 1999. V. 48. P. 528—531.
2. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения. М.: Физматлит, 2009.
3. Donley E. A. e. a. Progress Towards the Second-Generation Atomic Fountain Clock at NIST // Proc. IEEE Intern. Freq. Control Symp. and Exposition. 2004. P. 82—86.
4. Ovchinnikov Y., Marra G. Accurate rubidium atomic fountain frequency standard // Metrologia. 2011. V. 48. P. 87—100.

5. Mattison E. M., Vessot R. F. C., Shen W. Single-State Selection System for Hydrogen Masers // IEEE Trans. Ultrason., Ferroel., and Freq. Control. 1987. V. UFFC-34. N 6. P. 622—637.
6. Urabe S. e. a. Majorana Effect on Atomic Frequency Standards // IEEE Trans. Instrum. Meas. 1980. V. IM-29. N 4. P. 304—310.
7. Kleppner D. e. a. Hydrogen-Maser Principles and Techniques // Phys. Rev. 1965. V. 138. N 4A. P. 972-983.
8. Allison A. C. Spin-Change Frequency Shifts in H-H Collisions // Phys. Rev. 1972. V. 5. N 6. P. 2695—2696.
9. Kleppner D., Goldenberg H. M., Ramsey N. F. Theory of the Hydrogen Maser // Phys. Rev. 1962. V. 126. N 2. P. 603—615.
10. Рамзей Н. Молекулярные пучки. М.: ИИЛ, 1960. С. 25—30.
11. Пихтелев А. И., Ульянов А. А., Фатеев Б. П. Стандарты частоты и времени на основе квантовых генераторов и дискриминаторов. М.: Сов. радио, 1978. С. 58—75.
12. Троицкий В. С. Направленность молекулярного пучка, образованного истечением газа из канала // ЖТФ. 1962. Т. 32. № 4. С. 488—502.
13. Бойко А. И. Водородный генератор для стандарта частоты на фонтане атомов цезия // Труды ВНИИФТРИ. 2005. Вып. 50 (142). С. 100—112.

Дата принятия 25.06.2013 г.

МЕХАНИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

681.121

Калибровка критических сопел на эталонах единиц расхода газа

А. П. ГЕРАСИМОВ, А. В. КРАСАВИН

Всероссийский научно-исследовательский институт расходомерии, Казань, Россия,
e-mail: kras.84@mail.ru

Показано взаимодействие эталона и калибруемого критического сопла, а также применение откалиброванных на эталоне критических сопел для передачи единицы от эталона нижестоящим средствам измерений.

Ключевые слова: критическое сопло, калибровка, передача размера единицы расхода.

The interaction of standard and calibrated critical nozzle and also an application of calibrated on the standard critical nozzles for transmission of the unit from the standard to subordinate measuring instruments are shown.

Key words: critical nozzle, calibration, transmission of flow unit.

Среди технических средств системы метрологического обеспечения измерений расхода газа, сложившейся к настоящему времени, ведущая роль отводится критическому соплу. Его функции может выполнять сужающийся или сужающе-расширяющийся канал, на входе которого давление газа больше давления среды на его выходе. В сужающемся канале с переменным в осевом направлении поперечным сечением скорость потока нарастает в зависимости от из-

менения его поперечного сечения. При достаточно большом перепаде давлений скорость потока может достичь в наиболее узком выходном сечении (в горле сопла) скорости звука. Дальнейшее увеличение скорости с ростом перепада давления невозможно.

Такое сопло называют звуковым, скорость потока, равную местной скорости звука, — критической, а сечение сопла, в котором скорость потока достигает местной скорости