

Стабилизация лазера по расчетному значению частоты квантового перехода

С.Н.Багаев, А.К.Дмитриев, А.А.Луговой

Предложена методика и реализована схема стабилизации частоты He–Ne-лазера с внутренней нелинейно поглощающей ячейкой по расчетному значению частоты перехода $7 \rightarrow 6$ линии $F_2^{(2)}P(7)v_3$ метана ($\lambda = 3.39$ мкм). Измерены долговременная стабильность и воспроизводимость частоты He–Ne/CH₄-лазера с телескопическим резонатором.

Ключевые слова: лазер, стабилизация, частота перехода, эффект отдачи, метан.

1. Введение

Параметры стандартов частоты характеризуются, как правило, шириной линии излучения, долговременной стабильностью и воспроизводимостью частоты [1]. Наиболее простым и пригодным способом получения узкой линии излучения (высокой кратковременной стабильности) является использование интенсивного репера, обеспечивающего большую крутизну частотного дискриминатора на фоне низких шумов в полосе регулирования. Такая система может обеспечить необходимый коэффициент усиления в кольце регулирования на высоких частотах, что необходимо для компенсации (отработки) быстрых возмущений. В качестве частотных реперов для этой цели наряду с резонансами на квантовых переходах частиц [2] используются полосы пропускания высокодобротных интерферометров [3].

Для достижения высокой долговременной стабильности и воспроизводимости частоты лазера необходимо использовать наиболее узкие оптические реперы, значения добротности которых достигают $10^{12} - 10^{14}$ (см., напр., [4–7]). Наибольшая крутизна частотного дискриминатора получается при детектировании первой гармоники в мощности излучения лазера. Однако при этом долговременная стабильность и воспроизводимость частоты ограничены влиянием паразитной амплитудной модуляции, в том числе из-за рассеяния излучения на вне-резонаторных оптических элементах [8], наклоном пьедестала из-за несовпадения центров линии усиления и поглощения, а также другими факторами. При неконтролируемом изменении параметров системы это приводит к ухудшению стабильности частоты.

Таким образом, для достижения высокой долговременной стабильности и воспроизводимости частоты предпочтительнее использовать третью гармонику мощности излучения лазера, что позволяет значительно сни-

зить влияние указанных выше факторов на стабильность частоты. Вместе с тем на положение стабилизированной частоты влияет паразитная амплитудная модуляция на третьей гармонике, величина которой, как правило, пропорциональна девиации частоты. Уменьшение же девиации приводит к квадратичному падению отношения сигнал/шум в кольце регулирования, что также отрицательно сказывается на метрологических характеристиках лазера. Кроме того, при стабилизации по нулю сигнала нечетной гармоники дрейф нуля интегратора, а также изменение амплитуды резонанса будут приводить к ухудшению стабильности частоты лазера.

В последнее время в связи с развитием цифровой и вычислительной техники стало возможным использовать при стабилизации частоты привязку не только к нулю нечетных гармонических составляющих, но и к экстремуму спектральной линии, положение которого не зависит от дрейфа нуля системы регистрации. При стабилизации частоты по резонансам насыщения дисперсии для этой цели использовались нечетные гармоники, а запись всей формы линии насыщения дисперсии позволяла осуществлять стабилизацию по расчетному положению «невозмущенной» частоты перехода [9].

В настоящей работе осуществлена стабилизация He–Ne-лазера по резонансам насыщения поглощения метана, когда в качестве репера использовалось значение частоты перехода метана, вычисленное при подгонке расчетной формы резонанса к экспериментальной записи. Приведены результаты прямого сличения расчетных значений частот перехода $7 \rightarrow 6$ линии $F_2^{(2)}P(7)v_3$ метана ($\lambda = 3.39$ мкм), полученных при использовании двух идентичных лазеров.

2. Экспериментальная установка

Для достижения высокой кратковременной и долговременной стабильности (воспроизводимости) стандарт частоты на основе He–Ne/CH₄-лазеров построен по схеме [10], состоящей из трех лазеров (рис.1). Опорный лазер 1 обеспечивает узкую линию излучения и высокую кратковременную стабильность частоты, лазер 3 служит для получения сверхузких оптических резонансов, которые используются в качестве реперов для достижения высокой долговременной стабильности и воспроизводимости

С.Н.Багаев, А.А.Луговой. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13; e-mail: bagayev@laser.nsc.ru, lugovoy@laser.nsc.ru;
А.К.Дмитриев. Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; e-mail: dekanat@ftf.nstu.ru

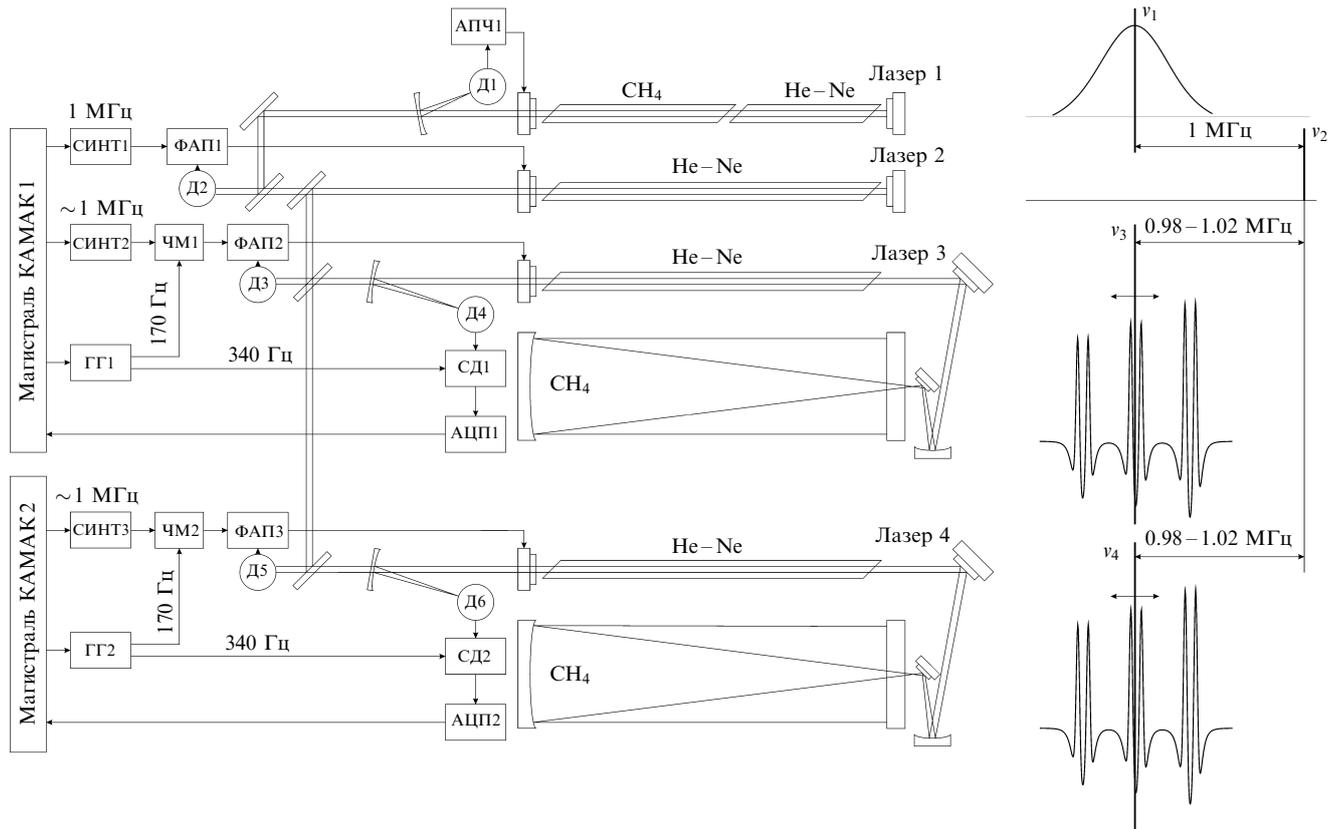


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

частоты. В лазере-гетеродине 2 отсутствует частотная модуляция, что удобно при использовании его излучения в качестве выходного сигнала стандарта частоты.

Частота ν_1 опорного лазера 1 с внутренней поглощающей ячейкой стабилизировалась по узкому (~ 50 кГц) интенсивному (~ 1 мВт) резонансу в метане по нулю первой гармоники сигнала поглощения. Излучение лазера фокусировалось полупрозрачным зеркалом на охлаждаемый жидким азотом InSb-фоторезистор Д1, сигнал с которого поступал на вход блока автоматической подстройки частоты (АПЧ). Для получения сигнала ошибки частота лазера модулировалась синусоидальным сигналом на частоте 15 кГц с амплитудой девиации ~ 20 кГц, и с помощью синхронного детектора выделялся сигнал на первой гармонике, знак и величина которого пропорциональны отстройке от центра резонанса поглощения. В случае смещения частоты лазера относительно максимума резонанса на выходе системы АПЧ появляется сигнал ошибки, поступающий на пьезокерамику (на рис.1 не обозначена). Соответствующее изменение длины пьезокерамики компенсирует возмущение оптической длины резонатора лазера и, следовательно, возникший сдвиг частоты. Полоса регулирования ~ 3 кГц обеспечивала ширину линии излучения опорного лазера в режиме стабилизации частоты на уровне 1 Гц.

Частота ν_2 лазера-гетеродина 2 синхронизировалась с частотой опорного лазера 1 с помощью системы фазовой автоподстройки частоты ФАП1. Излучения лазеров 1 и 2 смешивались на полупрозрачном зеркале, и сигнал биений выделялся фотодетектором Д2. Отстройка частоты лазера 2 была положительной, задавалась управляемым от компьютера кварцевым синтезатором СИНТ1 и в нашем случае составляла 1 МГц, т. е. $\nu_2 = \nu_1 + 1$ МГц.

Лазеры 3 и 4 имели телескопический резонатор с внутренней поглощающей ячейкой диаметром ~ 50 см и длиной поглощения 8.5 м. Для уменьшения влияния на используемый переход магнитного поля Земли поглощающие ячейки экранировались пермаллоевым экраном с коэффициентом ослабления более 10 , так что остаточное магнитное поле в них не превышало 0.5 Э.

С помощью системы фазовой автоподстройки частоты ФАП2 и синтезатора СИНТ2, управляемого от компьютера, частота лазера 3 синхронизировалась с частотой лазера-гетеродина с отстройкой ~ 1 МГц в низкочастотную область. Изменение частоты сигнала, подаваемого в качестве опорного на систему фазовой привязки лазера 3, позволяло медленно перестраивать частоту последнего ν_3 и регистрировать изменение мощности, связанное с нелинейным поглощением в метане.

Из-за малости сигнала поглощения для его регистрации использовался метод синхронного детектирования. Частота опорного сигнала ФАП2 (и, соответственно, частота лазера 3) при использовании блока частотной модуляции ЧМ1 дополнительно модулировалась низкочастотным сигналом ($f_m \sim 170$ Гц), поступающим от генератора гармоник ГГ1, сигнал со второго выхода которого на частоте $2f_m$ служил опорным сигналом для синхронного детектора СД1. Синхронный детектор выделял в мощности излучения, регистрируемой InSb-фотодиодом Д4, вторую гармонику от резонанса поглощения. Аналого-цифровой преобразователь АЦП1 использовался для регистрации сигнала на компьютере.

Лазер 4 конструктивно был аналогичен лазеру 3. Его частота ν_4 также смешивалась с частотой лазера-гетеродина 2 и сигнал биений регистрировался фотоприемником Д5. Частота сигнала биений с помощью системы

ФАПЗ устанавливалась равной опорной частоте, подаваемой с выхода управляемого компьютером синтезатора СИНТЗ. Опорная частота ФАПЗ с помощью блока частотной модуляции ЧМ2 дополнительно модулировалась низкочастотным сигналом на частоте $f_m \sim 170$ Гц, поступающим с выхода генератора гармоник ГГ2. Синхронным детектированием с помощью блоков СД2 и АЦП2 при перестройке частоты синтезатора СИНТЗ осуществлялась запись второй гармоники резонанса насыщения поглощения в выходной мощности лазера 4, регистрируемой InSb-фотодиодом Дб.

3. Метод стабилизации по невозмущенной частоте квантового перехода

Первые результаты по оценке стабильности и воспроизводимости стандартов частоты на компонентах дублета отдачи были получены в работе [11]. В ней была показана предпочтительность использования для стабилизации частоты лазеров максимума высокочастотного (ВЧ) компонента дублета отдачи, для которого в широкой области давлений сдвиг из-за квадратичного эффекта Доплера компенсируется с погрешностью ± 2 Гц сдвигом из-за влияния крыла соседнего резонанса на низкочастотном (НЧ) компоненте.

Необходимо отметить, что преимущество использования ВЧ компонента дублета отдачи для стабилизации реализуется только в случае малой по сравнению с однородной полушириной Γ амплитуды девиации ($A_{\text{dev}} < 0.5\Gamma$). Вместе с тем при такой амплитуде девиации мал и сигнал второй гармоники, что приводит к ухудшению стабильности и воспроизводимости частоты стандарта. С увеличением амплитуды девиации сдвиги максимумов ВЧ и НЧ компонентов при изменении пролетного параметра становятся сравнимыми. Для достижения высокой долговременной стабильности и воспроизводимости частоты необходимо также предварительно определять параметры системы, для которых сдвиги стабилизированной частоты при изменении условий будут минимальными. Вместе с тем при стабилизации лазера по расчетному значению частоты перехода возможно варьирование параметров системы с целью получения наилучшего отношения сигнал/шум. Кроме того, при таком методе стабилизации стандарты частоты, использующие в качестве частотного репера один и тот же переход, должны давать одно и то же значение стабилизированной частоты, что облегчает процесс сличения стандартов.

При исследованиях стабильности и воспроизводимости частоты лазера, стабилизированного по расчетному значению частоты перехода, осуществлялась запись формы линии на компонентах дублета отдачи перехода $7 \rightarrow 6$ линии $F_2^{(2)}P(7)v_3$ метана в обоих лазерах с телескопическими расширителями светового пучка. К экспериментально полученным кривым формы линии с помощью метода наименьших квадратов подгонялась теоретическая кривая, описываемая формулой, выведенной в приближении малого параметра насыщения [12]:

$$L(\Omega) = A_1 F(\Omega - \Omega_1) + A_2 F(\Omega - \Omega_2),$$

$$F(\Omega) = \alpha_0 \text{Re} \left\{ 1 - \frac{\chi}{4} \int_0^\infty \int_0^\infty dx dy e^{-x-y} J_2(\xi y) \right\},$$

$$\times \left[K_0 + \frac{\exp(i\Omega y)}{K_0^{-1} - i\tilde{\omega} y} \right], \quad (1)$$

где

$$K_0^{-1} = 1 + \frac{x^2 + (x+y)^2}{2\beta^2}; \quad \tilde{\omega} = \frac{v_0^2 \omega_{21}}{2c^2 \Gamma}; \quad \xi = \frac{A_{\text{dev}}}{\Gamma};$$

$$\beta = \frac{\Gamma}{\Gamma_{\text{tr}}}; \quad \Gamma_{\text{tr}} = \frac{v_0}{2\pi a}; \quad \Omega = \frac{\omega - \omega_{21}}{\Gamma};$$

x, y – переменные интегрирования; J_2 – функция Бесселя второго порядка; $\tilde{\omega}$ – сдвиг частоты из-за квадратичного эффекта Доплера; ξ – амплитуда девиации A_{dev} , деленная на полуширину резонанса Γ ; $A_{1,2}$ – амплитуда компонентов дублета отдачи; β – пролетный параметр; Γ_{tr} – пролетное уширение для частицы, движущейся через гауссов пучок радиусом a со среднетепловой скоростью v_0 ; Ω – нормированная расстройка относительно частоты перехода ω_{21} ; c – скорость света; α_0 – ненасыщенный коэффициент поглощения. В данной модели, полученной в линейном по параметру насыщения χ разложении, учитывается влияние пролетных эффектов, связанных с конечным временем взаимодействия частиц с полем стоячей световой волны, квадратичного эффекта Доплера, расщепления из-за эффекта отдачи, модуляции в приближении малой ($f_m \ll \Gamma$) частоты модуляции.

При подгонке теоретической кривой к экспериментальным данным известными параметрами считались температура поглощающего газа, размер светового пучка в поглощающей ячейке и амплитуда девиации. Температура в процессе эксперимента контролировалась с точностью до 1° . Для определения размера пучка в поглощающей ячейке были проведены исследования зависимости размера пучка на выходном зеркале и порогового тока, связанного с дифракционными потерями в резонаторе, от расстояния между зеркалами, образующими телескопический расширитель светового пучка. С помощью теории резонаторов и матричной оптики были рассчитаны параметры пучка на выходном зеркале и в ячейке. Сопоставив теоретические и экспериментальные данные для выходного зеркала, мы определили центр зоны устойчивости резонатора и размер пучка в поглощающей ячейке ($a = 12.4$ см).

Подгоняемыми величинами являлись амплитуды резонансов, их частотные положения и полуширины, которые для ВЧ и НЧ компонентов дублета отдачи считались одинаковыми. Невозмущенная частота считалась равной полусумме частот этих компонентов. Высокое разрешение, достигнутое в наших лазерах с телескопическим резонатором, позволяло не учитывать влияние соседних переходов $6 \rightarrow 5$ и $8 \rightarrow 7$ на положение расчетной частоты исследуемого перехода.

На рис.2 приведена экспериментальная кривая второй гармоники резонанса поглощения на переходе $7 \rightarrow 6$ и подогнанная к ней по методу наименьших квадратов теоретическая кривая, рассчитанная по формуле (1). Параметры в эксперименте были следующими: давление поглощающего газа 3×10^{-5} Тор, параметр насыщения $\chi \sim 1$, частота модуляции $f_m = 170$ Гц, амплитуда девиации $A_{\text{dev}} = 800$ Гц, время накопления сигнала 2 с, суммарное время записи одного резонанса ~ 200 с. Такие же параметры использовались при стабилизации частоты по расчетному положению невозмущенной частоты пере-

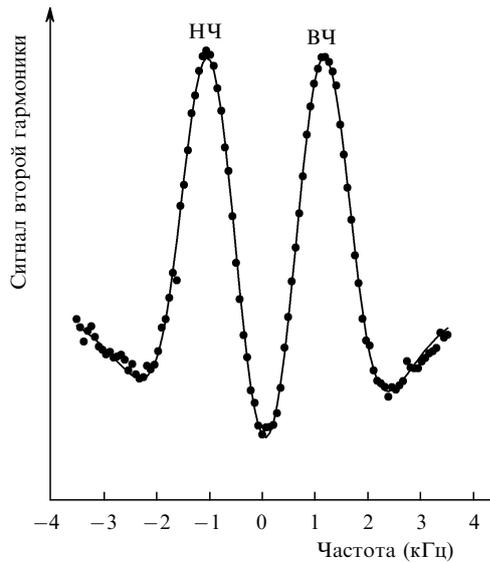


Рис.2. Вторая гармоника сигнала поглощения на переходе $7 \rightarrow 6$ линии $F_2^{(2)}P(7)v_3$ метана (точки – эксперимент, сплошная линия – расчетная кривая, подогнанная по методу наименьших квадратов).

хода. Видно, что теоретическая кривая достаточно хорошо совпадает с экспериментальной формой нелинейного резонанса поглощения на компонентах дублета отдачи.

Процесс сличения расчетных значений частот перехода $7 \rightarrow 6$ линии $F_2^{(2)}P(7)v_3$ метана, получаемых в лазерах с телескопическим резонатором, происходил следующим образом: в каждом из лазеров 3 и 4 записывался сигнал второй гармоники резонанса поглощения в мощности излучения лазера, затем расчетные кривые подгонялись к экспериментальным данным с целью определения параметров резонансов и расчетного значения частоты перехода ν относительно частоты гетеродинного лазера 2, откуда и находилась разность расчетных значений частот перехода $\nu_{7 \rightarrow 6}$, полученных для лазеров 3 и 4. Для стандарта частоты расчетное значение должно использоваться в качестве разностной частоты между частотами опорного лазера 1 и лазера-гетеродина 2. В этом случае частота излучения лазера-гетеродина будет находиться на расстоянии 1 МГц от положения расчетной частоты перехода, определяемой в лазере с телескопическим резонатором, и одновременно иметь кратковременную стабильность частоты, обеспечиваемую опорным лазером 1.

Результаты измерений стабильности частоты в один из дней приведены на рис.3. По оси абсцисс отложено время в минутах, по оси ординат – положение частоты лазера-гетеродина 2, определяемое относительно расчетной частоты перехода $7 \rightarrow 6$ линии $F_2^{(2)}P(7)v_3$ метана. На рис.3,а хорошо виден характерный дрейф частоты опорного лазера относительно частоты перехода $7 \rightarrow 6$. На рис.3,б показано поведение разностной частоты $\nu_3 - \nu_4$ во времени. В данной работе для лазеров 3 и 4 мы использовали одни и те же опорный лазер 1 и лазер-гетеродин 2, что позволило наиболее простым способом измерить долговременную стабильность и воспроизводимость частоты, обеспечиваемые лазерами с телескопическими резонаторами, устранив влияние нестабильности частоты опорного лазера 1.

На рис.4 показаны суммарные результаты измерений разности частот лазеров 3 и 4 в течение 6 дней. Эти ре-

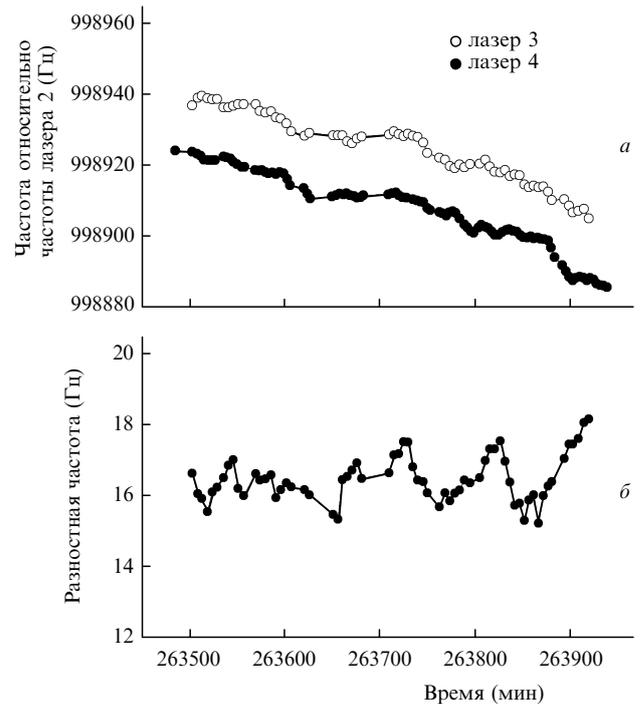


Рис.3. Временные зависимости расчетного значения частоты перехода, определяемой в лазерах 3 и 4 относительно лазера 2 (а), и разностной частоты лазеров 3 и 4 ($\nu_3 - \nu_4$) (б).

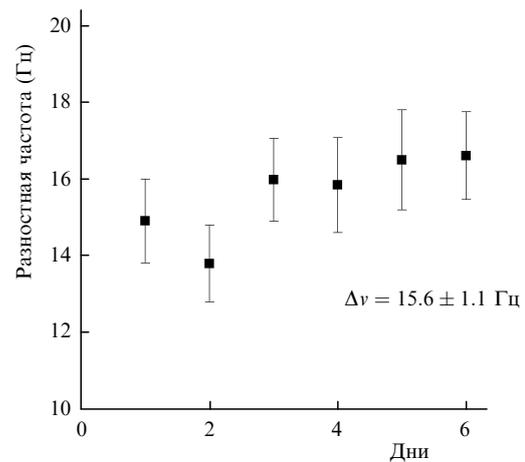


Рис.4. Поведение разностной частоты лазеров 3 и 4 от включения к включению.

зультаты использовались для определения воспроизводимости частоты стандарта и позволили нам оценить долговременную стабильность и воспроизводимость частоты стандарта от включения к включению на уровне ~ 1 Гц (1.1×10^{-14} отн. ед.), а воспроизводимость частоты от стандарта к стандарту на данном этапе исследований – на уровне ~ 8 Гц (9×10^{-14} отн. ед.). Следует отметить, что разностная частота $\nu_3 - \nu_4$, равная 15 Гц, воспроизводилась с погрешностью ± 1 Гц в течение двух лет наблюдений.

4. Заключение

Осуществлено измерение стабильности и воспроизводимости частоты излучения He – Ne/CH₄-лазера, стабилизированного по расчетному значению частоты перехода. Основное преимущество данного метода стабилиза-

ции заключается в том, что стандарты частоты, которые используют в качестве репера один и тот же переход, но имеют разные параметры, будут давать одно и то же значение стабилизированной частоты, совпадающее со значением невозмущенной частоты используемого перехода. Кроме того, при стабилизации частоты этим методом можно варьировать параметры установки с целью получения наилучшего отношения сигнал/шум, в то время как при стабилизации по максимуму резонанса основным критерием выбора рабочих параметров стандарта служит минимизация сдвигов стабилизированной частоты.

Одним из основных факторов, ограничивающих стабильность частоты, является, на наш взгляд, столкновительный сдвиг. Как показали наши предыдущие исследования, изменение давления в процессе эксперимента на 1 мкТор приводит к сдвигу частоты на 0.6 Гц [13]. С другой стороны, разность частот лазеров 3 и 4 (~15 Гц), полученная в наших экспериментах, обусловлена различием размеров и структуры оптических полей в поглощающих ячейках этих лазеров. Измерения, выполненные теневым методом Фуко, показали, что профили сферических зеркал телескопических резонаторов существенно отличаются от идеальных. Это приводит к несовпадению размеров пучка в поглощающих ячейках лазеров с телескопическим резонатором и, следовательно, к значительной погрешности в определении расчетного значения частоты перехода. Очевидно, это также будет влиять на точность измерений абсолютной частоты перехода.

Дальнейшее улучшение метрологических параметров наших стандартов частоты на компонентах дублета задачи связано с более точным изготовлением зеркал резонатора и с прецизионным контролем давления поглощающего газа, что при использовании предложенного метода стабилизации может быть реализовано путем

контроля однородной ширины резонансов. Учет в используемой при расчетах модели частоты модуляции [14] также приведет к улучшению воспроизводимости частоты стандарта.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-02-17076 и 06-02-16989).

1. Багаев С.Н., Чеботаев В.П. *УФН*, **148**, 143 (1986)
2. Багаев С.Н., Василенко Л.С., Гольдорт В.Г., Дмитриев А.К., Дычков А.С. *Квантовая электроника*, **4**, 1163 (1977).
3. Young B.C., Cruz F.C., Itano W.M., Bergquist J.C. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3799 (1999).
4. Von Zanthier J., Becker T., Eichenseer M., Nevsky A.Yu., Schwedes Ch., Peik E., Walther H., Holzwarth R., Reichert J., Udem Th., Hansch T.W., Pokasov P.V., Skvortsov M.N., Bagayev S.N. *Opt. Lett.*, **25**, 1729 (2000).
5. Bergquist J.C., Tanaka U., Drullinger R.E., Itano W.M., Wineland D.J., Diddams S.A., Hollberg L., Curtis E.A., Oates C.W., Udem Th. *Proc. VI Symp. on Frequency Standards and Metrology* (New Jersey – London – Singapore – Hong Kong: World Scientific, 2002, p. 99).
6. Bagayev S.N., Chebotayev V.P., Dmitriyev A.K., Ohm A.E., Nekrasov Yu.V., Skvortsov B.N. *Appl Phys. B*, **52**, 63 (1991).
7. Gross B., Huber A., Niering M., Weitz M., Hansch T.W. *Europhys. Lett.*, **44**, 186 (1998).
8. Дмитриев А.К., Дычков А.С., Луговой А.А. *Квантовая электроника*, **35**, 285 (2005).
9. Губин М.А., Проценко Е.Д. *Квантовая электроника*, **24**, 1080 (1997).
10. Багаев С.Н., Василенко Л.С., Гольдорт В.Г., Дмитриев А.К., Дычков А.С., Чеботаев В.П. В кн. *Лазерные системы* (Новосибирск, Наука, 1980, с. 122).
11. Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Okhapkin M.V., Shalnev E.V., Skvortsov B.N., Nikulin V.A. *Laser Phys.*, **6**, 226 (1996).
12. Bagayev S.N., Chebotayev V.P., Titov E.A. *Laser Phys.*, **4**, 224 (1994).
13. Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Lugovoy A.A. *Laser Phys.*, **15**, 1062 (2005).
14. Курбатов А.А., Луговой А.А., Титов Е.А. *Оптика и спектроскопия*, **100**, 357 (2006).