Сдвиг частоты иодного оптического стандарта частоты в зависимости от величины пробной модуляции частоты излучения, давления и температуры газа в поглощающей ячейке

С.М.Игнатович, Н.Л.Квашнин, М.Н.Скворцов

Для компоненты сверхтонкой структуры a1 линии поглощения R(56) 32–0 молекулярного иода выполнены измерения сдвигов частоты оптического Nd: YAG/I_2-стандарта в диапазонах давлений молекулярного иода 5–22 мТор и амплитуд девиации пробной модуляции 480 кГц – 4 МГц. Проведены численные оценки сдвига частоты оптического стандарта при изменении температуры ячейки и температуры отростка ячейки, определяющей давление паров молекулярного иода. Сформулированы требования к стабильности температур ячейки и ее отростка для получения высокой долговременной стабильности частоты оптического стандарта.

Ключевые слова: *спектроскопия насыщенного поглощения, лазеры, оптические стандарты частоты, люминесценция, акустооптический модулятор, молекулярный иод.*

1. Введение

Одними из самых распространенных оптических стандартов частоты в приборном варианте являются оптические стандарты частоты на базе твердотельного Nd : YAG-лазера с диодной накачкой и внутрирезонаторным удвоением частоты, стабилизируемого на длине волны 532 нм по резонансам насыщенного поглощения в молекулярном иоде I_2. Использование Nd : YAG-лазеров с диодной накачкой дает возможность создать надежные малогабаритные лазерные системы. Реально достижимый полный КПД Nd : YAG-лазеров по потребляемой мощности достигает 10% и более. Компактность устройства и относительно малые тепловые нагрузки, обусловленные высокой экономичностью, позволяют создать стабильные оптические резонаторы с очень жесткой конструкцией, что, в свою очередь, обеспечивает высокую стабильность спектральных характеристик излучения. Широкие возможности стандарта определяются большим диапазоном перестройки частоты излучения Nd : YAG-лазера. Частота излучения Nd : YAG /I_2-системы, разработанной в ИЛФ СО РАН, может быть стабилизирована по нелинейным резонансам поглощения в иоде в частотном диапазоне 18775–18796 см$^{-1}$.

Существует множество методов регистрации резонансов насыщенного поглощения. Басовым и Летоховым [1] было предложено наблюдать резонансы в интенсивности люминесценции при насыщении поглощения в стоячей волне. Данный метод в определенных случаях имеет целый ряд преимуществ, позволяющих достичь высоких долговременной стабильности и воспроизводимости частоты излучения лазеров. Нами были использованы методы наблюдения резонанса в люминесцентном излучении и техника стабилизации по нулю третьей гармоники в отклике на пробную частотную модуляцию лазерного излучения.

При таком способе детектирования резонанса одним из наибольших сдвигов частоты, определяющих воспроизводимость и долговременную стабильность частоты оптического Nd : YAG/I_2-стандарта, является сдвиг, связанный с амплитудой и качеством пробного сигнала модуляции частоты лазерного излучения. Развитие методов цифровой обработки сигналов позволяет принципиально по-новому решить проблемы, связанные с прецизионной модуляцией частоты лазера и синхронным детектированием сигнала, что может дать положительный результат и минимизировать нестабильность стандарта частоты, обусловленную данным сдвигом частоты.

2. Экспериментальная установка

Оптический стандарт частоты состоит из двух перестраиваемых Nd : YAG-лазеров с кольцевым резонатором и внутрирезонаторным удвоением частоты, интерферометра Фабри–Перо, люминесцентной иодной ячейки и электронной системы автоматической подстройки частоты. Более подробную информацию об используемом лазере ILP 1064/532–30/80–3S можно найти в работе [2]. Блок-схема установки показана на рис.1. Для прецизионной пробной модуляции излучения лазера применялась система из двух Nd : YAG-лазеров. Для получения узкой линии частота излучения первого лазера стабилизировалась по резонансной частоте интерферометра методом Паунда–Дривера–Холла. Излучение второго лазера привязывалось к излучению первого фазовой автоподстройкой. В качестве опорного генератора фазовой автоподстройки использовался цифровой синтезатор, работающий на несущей частоте 8 МГц, с прецизионной частотной модуляцией на частоте 487 Гц и программируемой величиной девиации частоты в пределах 0–4 МГц. Прецизионность модуляции обеспечивается перестройкой несу-

С.М.Игнатович, Н.Л.Квашнин, М.Н.Скворцов. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; e-mail: skv@laser.nsc.ru

Поступила в редакцию 9 января 2018 г., после доработки – 9 июля 2018 г.

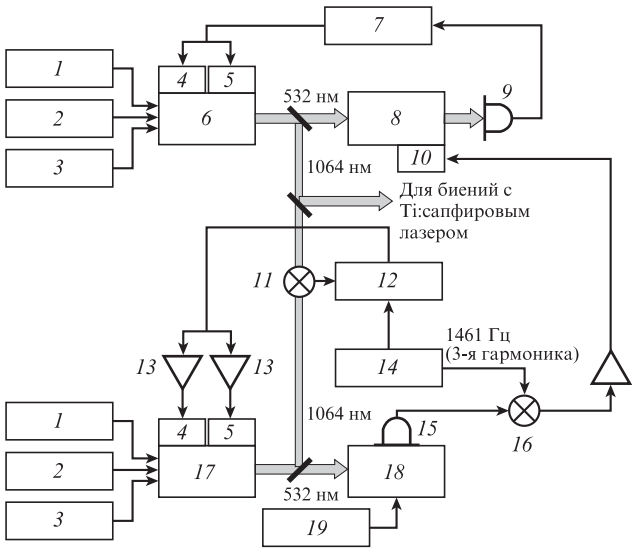

Рис.1. Блок-схема установки:
1 – источник тока диодного лазера; *2* – термостабилизация диодного лазера; *3* – термостабилизация Nd:YAG-лазера; *4* – пьезокерамическая подвижка PZT F; *5* – пьезокерамическая подвижка PZT S; *6* – Nd:YAG-лазер (1064 нм); *7* – автоподстройка частоты; *8* – интерферометр; *9* – фотоприемник; *10* – пьезокерамическая подвижка PZT; *11* – фотоприемник биений; *12* – фазовый детектор (8 МГц @ 487 Гц); *13* – усилители пьезокерамик; *14* – частотно-модулированный синтезатор (8 МГц @ 487 Гц); *15* – ФЭУ; *16* – синхронный детектор; *17* – Nd:YAG-лазер (532 нм); *18* – I_2-ячейка; *19* – термостабилизация иодной ячейки.

щей частоты с шагом 0.23 Гц и размером таблицы модуляционного закона в 4096 точек. Таким образом, первый лазер работал без модуляции частоты излучения, а излучение второго лазера было прецизионно промодулировано. Это излучение заводилось в поглощающую иодную люминесцентную ячейку. Для наблюдения резонансов насыщенного поглощения в ячейке были созданы две встречные волны путем обратного отражения падающей волны, прошедшей через ячейку, зеркалом. Частота излучения лазеров стабилизируется по сигналу третьей гармоники резонанса насыщенного поглощения компоненты сверхтонкой структуры в I_2 с помощью системы автоподстройки частоты, подстраивающей длину интерферометра. Сигнал люминесценции регистрируется фотоумножителем и детектируется на частоте третьей гармоники модуляции.

Подобная схема стабилизации частоты излучения лазера, за исключением использования прецизионной пробной модуляции частоты лазера, применялась нами в работах [3, 4]. Достоинством нового варианта построения схемы, кроме прецизионной пробной модуляции, является отсутствие модуляции частоты излучения первого лазера, которая сдвинута на частоту несущей цифрового синтезатора от частоты оптического резонанса насыщенного поглощения и может быть использована в качестве выходного частотно-стабилизированного оптического сигнала.

Сравнение двух оптических стандартов, созданных по блок-схеме, показанной на рис.1, и стабилизированных по частоте компоненты сверхтонкой структуры a1 линии поглощения R(56) 32–0 молекулярного иода, показало, что параметр Аллана составляет примерно 10^{-14} для времени интегрирования более 100 с.

При изменении величины девиации пробной модуляции в одном из стандартов либо давления паров молекулярного иода, управляемого изменением температуры охлаждаемого отростка иодной ячейки, наблюдался сдвиг частоты одного оптического стандарта относительно частоты другого. Были проведены измерения сдвигов частоты оптических стандартов в диапазонах давлений молекулярного иода 5–22 мТор и амплитуд девиации пробной модуляции 480 кГц–4 МГц для компоненты сверхтонкой структуры a1 линии поглощения R(56) 32–0 молекулярного иода.

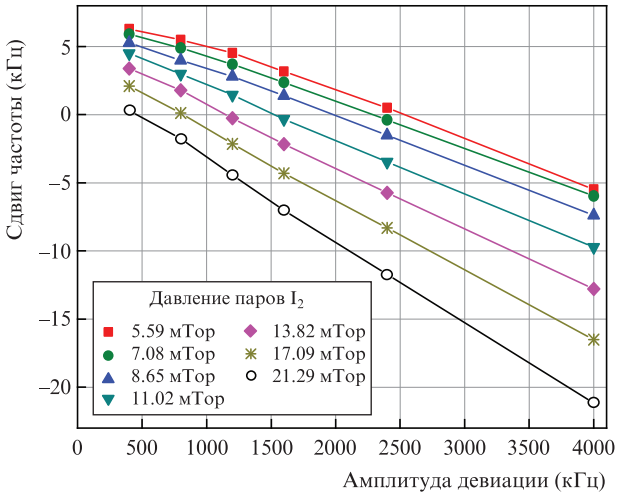

Рис.2. Сдвиги частоты оптического стандарта в зависимости от амплитуды девиации пробной модуляции при различных давлениях паров молекулярного иода для компоненты сверхтонкой структуры a1 линии поглощения R(56) 32–0 молекулярного иода.

Измеренные зависимости сдвига частоты оптического стандарта от величины девиации пробной модуляции и от давления паров молекулярного иода для компоненты сверхтонкой структуры a1 линии поглощения молекулярного иода показаны на рис.2. Видно, что с ростом давления происходит уменьшение частоты оптического резонанса.

Измерения сдвигов частоты в зависимости от величины девиации пробной модуляции были проведены и для компонент сверхтонкой структуры a10 и a15 линии поглощения R(56) 32–0 молекулярного иода. Результаты этих измерений представлены на рис.3.

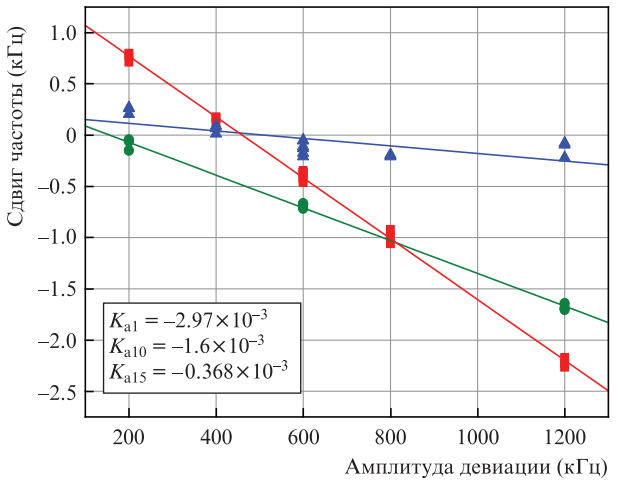

Рис.3. Результаты измерения сдвигов частоты в зависимости от амплитуды девиации пробной модуляции для компонент сверхтонкой структуры a1 (■), a10 (●) и a15 (▲) линии поглощения R(56) 32–0 молекулярного иода.

Зависимость сдвига частоты от величины пробной модуляции обусловлена асимметрией контура резонанса. При малой величине пробной модуляции частота, соответствующая нулю третьей гармоники сигнала, отвечает точке, где третья производная от контура линии резонанса равна нулю. При этом с ростом величины пробной модуляции эта частота смещается из-за ассиметрии формы резонанса, обусловленной суммарным доплеровским контуром поглощения. Из рис.3 видно, что сдвиг частоты для различных компонент сверхтонкой структуры, вызванный изменением величины пробной модуляции, зависит от положения компонент на суммарном доплеровском контуре линии поглощения.

Кроме того, нелинейный резонанс насыщенного поглощения проявляется в дисперсии показателя преломления, имеющей нечетную симметрию. Гауссов поперечный профиль поля лазерного излучения в сочетании с данным проявлением нелинейного резонанса приводит к самофокусировке и дефокусировке (в зависимости от знака отстройки частоты от резонанса) лазерного излучения при перестройке частоты. Это, в свою очередь, делает резонанс ассиметричным независимо от наличия суммарного доплеровского контура. Для низкочастотных компонент сверхтонкой структуры асимметрия нелинейного резонанса вследствие согласованного действия обеих причин усиливается, а для высокочастотных компонент происходит ее частичная компенсация, т. к. меняется знак воздействия суммарного доплеровского контура. Увеличение сдвига частоты с ростом величины девиации пробной модуляции при больших давлениях объясняется увеличением ширины нелинейных резонансов с ростом давления молекулярного иода. При той же самой асимметрии резонанса, но при большей его ширине сдвиг должен быть больше. Коэффициенты K_{an}, указанные на рис.3, характеризуют сдвиг частоты при изменении амплитуды девиации частоты пробной модуляции на 1 Гц для n-й компоненты сверхтонкой структуры.

Частота второй гармоники лазерного излучения $\nu \approx 5.64 \times 10^{14}$ Гц. Для получения относительной нестабильности частоты $\Delta\nu/\nu$ менее $\sim 10^{-15}$, ошибка $\Delta\nu$ по частоте должна быть меньше 0.56 Гц. Ошибка $\Delta\nu/K_{a1}$ в величине девиации пробной модуляции для компоненты a1 должна быть меньше 188 Гц. Относительная ошибка в величине

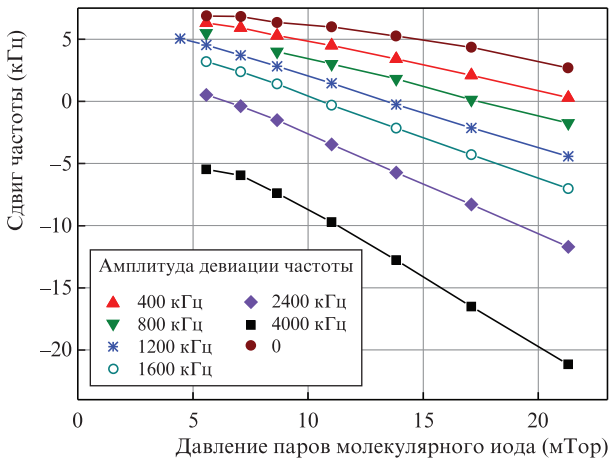

Рис.4. Сдвиги частоты оптического стандарта в зависимости от давления паров молекулярного иода при различных амплитудах девиации пробной модуляции для компоненты сверхтонкой структуры a1 линии поглощения R(56) 32–0 молекулярного иода.

девиации составит 3.76×10^{-4} для амплитуды девиации пробной модуляции 500 кГц.

Результаты измерения сдвигов частоты в зависимости от давления паров молекулярного иода для компоненты сверхтонкой структуры a1 линии поглощения R(56) 32–0 молекулярного иода показаны на рис.4.

Зависимость сдвига частоты от давления паров молекулярного иода при нулевой амплитуде девиации частоты, показанная на рис.4, получена путем экстраполяции зависимостей, приведенных на рис.2, в область нулевых значений амплитуды девиации частоты. Коэффициент β, которым можно охарактеризовать крутизну зависимости сдвига частоты от давления, вычисленный для этой зависимости, составляет примерно –266 Гц/мТор. Этот сдвиг частоты обусловлен столкновениями молекул иода и правильней его описать следующим выражением:

$$\Delta\nu_{\rm coll}(t_{\rm fing}, t_{\rm cell}) = -n(t_{\rm fing}, t_{\rm cell})\sigma_{\rm coll} V_{\rm rel}(t_{\rm cell} + 273.15), \quad (1)$$

где $\Delta\nu_{\rm coll}(t_{\rm fing}, t_{\rm cell})$ – сдвиг частоты, обусловленный столкновениями молекул иода;

$$n(t_{\rm fing}, t_{\rm cell}) = \frac{133.3224\, p(t_{\rm fing})}{k(t_{\rm cell} + 273.15)} \quad (2)$$

– концентрация частиц молекулярного иода (в м$^{-3}$);

$$p(t_{\rm fing}) = A(t_{\rm fing} + 273.15)\exp\left(\frac{B}{t_{\rm fing} + 273.15}\right) \quad (3)$$

– давление молекулярного иода (в Тор); $t_{\rm fing}$ – температура отростка ячейки с иодом (в °C); $k = 1.38041 \times 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана; $A = 6.978268013771932 \times 10^7$ и $B = 7403.6689551223135$ – константы; $t_{\rm cell}$ – температура ячейки с иодом (в °C); $\sigma_{\rm coll}$ – сечение столкновений в молекулярном иоде, приводящих к сдвигу частоты (в м^2);

$$V_{\rm rel}(t_{\rm cell}) = \sqrt{\frac{16k(t_{\rm cell} + 273.15)}{\pi M}} \quad (4)$$

– скорость теплового движения молекул относительно друг друга (в м/с); $M = 254 \times 1.66056 \times 10^{-27}$ кг – масса молекулы иода.

Кроме сдвига частоты, обусловленного столкновениями молекул иода, необходимо учитывать сдвиг за счет квадратичного эффекта Доплера, определяемый выражением

$$\Delta\nu_{\rm D}(t_{\rm cell}) = -\frac{1}{2}\nu\left[\frac{V_0(t_{\rm cell} + 273.15)}{c}\right]^2, \quad (5)$$

где

$$V_0(t_{\rm cell}) = \sqrt{\frac{2k(t_{\rm cell} + 273.15)}{M}} \quad (6)$$

– наивероятнейшая скорость теплового движения молекул. При комнатной температуре сдвиг центра линии $\Delta\nu_{\rm D}(t_{\rm cell}) \approx 60$ Гц.

Общий сдвиг частоты, обусловленный столкновениями молекул иода и квадратичным эффектом Доплера, в

зависимости от температур t_{fing} и t_{cell} будет равен сумме сдвигов:

$$\Delta\nu_{tot}(t_{fing}, t_{cell}) = \Delta\nu_{coll}(t_{fing}, t_{cell}) + \Delta\nu_D(t_{cell}). \quad (7)$$

Сечение σ_{coll} столкновений в молекулярном иоде, приводящих к сдвигу частоты, вычисленное по измеренному $\beta \approx -266$ Гц/мТор, составило 3.67×10^{-20} м^2.

Сдвиги частоты нелинейных резонансов в молекулярном иоде измерялись во многих работах, в том числе и в работах нашего коллектива [3, 5, 6]. В работах [3, 5] исследовалась линия поглощения R(56) 32–0 молекулярного иода. В работе [3] сдвиг частоты был равен –555(26) Гц/мТор, а в [5] он составил –4.2(0.2) кГц/Па, что соответствует –560(27) Гц/мТор. В настоящей работе показано, что существенная часть сдвига частоты определяется величиной пробной модуляции (из-за асимметрии нелинейного резонанса, наличия доплеровской подкладки, несовершенства синхронного детектора и т. д.). При экстраполяции сдвига в область нулевого значения пробной модуляции получен определяемый давлением сдвиг $\beta \approx -266$ Гц/мТор (верхняя кривая на рис.4). В работах [3, 5] такая экстраполяция не проводилась.

Были выполнены численные оценки сдвига частоты при изменении температуры основной колбы ячейки на один градус для рабочей температуры ячейки 22 °C и при температуре отростка ячейки –15 °C. Как было отмечено ранее, для получения относительной нестабильности частоты $\Delta\nu/\nu$, меньшей $\sim 10^{-15}$, ошибка $\Delta\nu$ по частоте должна быть меньше 0.56 Гц. Следовательно, если сдвиг частоты составляет 2.7 Гц при изменении температуры колбы ячейки на один градус, то допустимая ошибка по температуре ячейки будет меньше 0.21 °C.

Проведены также численные оценки сдвига частоты при изменении температуры отростка ячейки на один градус для рабочей температуры отростка –15 °C и при температуре основной колбы ячейки 22 °C.

Таким образом, если при температуре ячейки 22 °C сдвиг частоты стандарта составляет 204 Гц при изменении температуры отростка ячейки на один градус, то допустимая ошибка по температуре отростка ячейки будет меньше 0.0027 °C.

3. Заключение

Исходя из результатов исследований, можно сделать следующие выводы: для достижения нестабильности частоты оптического Nd : YAG/I_2-стандарта частоты $\sim 10^{-15}$ необходимы прецизионная пробная модуляция с относительной нестабильностью амплитуды девиации частоты $\sim 10^{-4}$, стабилизация температуры отростка ячейки, определяющей рабочее давление паров молекулярного иода, с точностью до $\sim 10^{-3}$ °C, а также стабилизация температуры основной колбы ячейки с точностью до $\sim 10^{-1}$ °C.

Современная цифровая электроника позволяет создать генератор напряжения, прецизионно модулированного по частоте, но нам нужно прецизионно модулировать лазерное излучение. Один из вариантов прецизионной модуляции лазерного излучения реализован в настоящей работе: использовались два лазера, причем излучение одого лазера привязывалось к излучению другого фазовой автоподстройкой, а на фазовый детектор подавался опорный сигнал от цифрового синтезатора с прецизионной частотной модуляцией и программируемой аиплитудой девиации частоты. Вторым вариантом модуляции излучения лазера может быть использование акустооптического модулятора, сдвигающего частоту лазерного излучения и управляемого сигналом от цифрового синтезатора с прецизионной частотной модуляцией.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-02-00250а).

1. Basov N.G., Letokhov V.S. *Electron. Technol.*, **2** (2), 15 (1969).
2. Okhapkin M.V., Skvortsov M.N., Belkin A.M., Kvashnin N.L., Bagayev S.N. *Opt. Commun.*, **203**, 359 (2002).
3. Скворцов М.Н., Охапкин М.В., Невский А.Ю., Багаев С.Н. *Квантовая электроника*, **34** (12), 1101 (2004) [*Quantum Electron.*, **34** (12), 1101 (2004)].
4. Korel I.I., Nyushkov B.N., Denisov V.I., Pivtsov V.S., Koliada N.A., Sysolyatin A.A., Ignatovich S.M., Kvashnin N.L., Skvortsov M.N., Bagaev S.N. *Laser Phys.*, **24**, 074012 (2014).
5. Nevsky A.Yu., Holzwarth R., Reichert J., Udem Th., Hansch T.W., von Zanthier J., Walther H., Schnatz H., Riehle F., Pokasov P.V., Skvortsov M.N., Bagayev S.N. *Opt. Commun.*, **192**, 263 (2001).
6. Goncharov A.N., Skvortsov M.N., Chebotayev V.P. *Appl. Phys. B*, **51**, 108 (1990).