

Спектральные характеристики лазеров с электронной стабилизацией по опорному резонатору

А.Н.Матвеев, Н.Н.Колачевский, Я.Алнис, Т.В.Хэнш

Анализируются экспериментальные спектральные характеристики излучения лазерных систем, предназначенных для прецизионной двухфотонной спектроскопии перехода $1s-2s$ в атоме водорода. Подробно рассматриваются спектральные свойства излучения полупроводникового лазера с внешним резонатором (длина волны $\lambda = 972$ нм), стабилизированного относительно внешних монолитных резонаторов различной геометрии. Рассматриваются классическая схема резонатора с горизонтальной осью, а также новая схема с вертикальной осью, обладающая низкой чувствительностью к вибрациям. Спектр генерации стабилизированного лазера представляет собой комбинацию узкого центрального пика и pedestal, обусловленного остаточными фазовыми шумами. При стабилизации полупроводникового лазера относительно резонатора в вертикальной конфигурации достигнута спектральная ширина менее 0.45 Гц, притом что в ней содержится около 99% мощности излучения. Экспериментально исследованы процессы преобразования спектра излучения при удвоении частоты в нелинейных кристаллах. Показано, что созданная лазерная система позволяет сузить спектральную ширину регистрируемой линии перехода $1s-2s$ в атоме водорода до 2 кГц в пересчете на длину волны 121 нм.

Ключевые слова: спектроскопия сверхвысокого разрешения, стабилизация по опорному резонатору методом Паунда – Древера – Холла.

1. Введение

В последние годы в лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения достигнут значительный прогресс, связанный с возможностью наблюдения узких (~ 10 Гц) линий на атомных переходах в видимом и ближнем УФ диапазонах спектра [1–3]. Для спектроскопии столь узких резонансов требуются высокостабильные лазеры, генерирующие излучение на определенной длине волны, причем ширина спектральной линии этого излучения должна быть значительно меньше ширины перехода. Все это вызвало необходимость в методе стабилизации лазерных систем, позволяющем достигать субгерцовых ширин спектральных линий при ширине спектра излучения нестабилизированного лазера в десятки мегагерц и области перестройки длины волны лазера в десятки нанометров. В большинстве случаев столь существенное сужение спектра излучения лазерных систем осуществляется с помощью электронной стабилизации частоты относительно пика пропускания высокодобротного монолитного резонатора типа Фабри – Перо. Такая система позволяет достигать спектральной ширины линии генерации, практически полностью определяющейся вибрациями и тепловыми флуктуациями опорного резонатора [4].

В нашем эксперименте по спектроскопии атома водорода исследуется двухфотонный переход $1s-2s$ с естественной шириной спектральной линии 1.3 Гц. Возбуждение перехода производится в холодном атомном пучке излучением стабилизированной лазерной системы на длине волны 243 нм (см., напр., [5]). В настоящее время для этого используются лазерные системы двух типов: 1) лазер на красителе Coherent 102, генерирующий излучение на длине волны 486 нм с последующим удвоением его частоты в кристалле бета-бората бария [5, 6], и 2) полупроводниковый лазер, генерирующий излучение на длине волны 972 нм, которое усиливается в рупорном усилителе и далее проходит две последовательные ступени преобразования во вторую гармонику [7]. В отличие от других лазерных систем, использующихся для спектроскопии лазерно-охлажденных локализованных атомов и ионов [1–3], в рассматриваемых системах время взаимодействия с атомами водорода в пучке составляет ~ 1 мс, что приводит к необходимости создания достаточно мощных лазерных полей, позволяющих обеспечить высокие частоты Раби (~ 1 кГц) для слабого двухфотонного перехода. Кроме того, серия преобразований во вторую гармонику предъявляет жесткие требования к спектру лазерного источника на фундаментальной частоте. Отметим, что с точки зрения преобразования спектра двухфотонное поглощение эквивалентно генерации второй гармоники [8].

В настоящей работе рассматриваются два опорных резонатора на длину волны 972 нм, созданные нами для стабилизации частоты полупроводникового лазера. Резонаторы собраны по новой схеме с вертикально направленной осью, что существенно снижает их чувствительность к вибрациям и позволяет создавать компактные лазерные системы с превосходными частотно-фазовыми характеристиками [9]. Проанализированы спект-

А.Н.Матвеев, Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: amatveev@mpq.mpg.de, kolik@lebedev.ru
J.Alnis. Max Planck Institute of Quantum Optics, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching, Germany; e-mail: Janis.Alnis@mpq.mpg.de
T.W.Hänsch. Max Planck Institute of Quantum Optics, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching, Germany, Ludwig-Maximilians University, Geschwister-Scholl-Platz 1, 80539 Munich; e-mail: t.w.haensch@mpq.mpg.de

ральные характеристики излучения лазерной системы, стабилизированной с использованием резонаторов такого типа, и проведено их сравнение с другими имеющимися у нас резонаторами. Экспериментально изучена трансформация спектральных характеристик излучения диодной лазерной системы в многофотонных когерентных процессах, таких как умножение частоты в нелинейном кристалле. С использованием лазерной системы, генерирующей на длине волны 972 нм и стабилизированной по резонатору с вертикальной осью, зарегистрированы спектры перехода $1s-2s$ в атоме водорода и выполнен их анализ в сравнении со спектрами, зарегистрированными ранее с помощью других систем [7].

2. Метод Паунда – Дривера – Холла

Высокой стабильности частоты лазерного излучения можно достичь только при активной стабилизации лазерного резонатора относительно внешнего опорного резонатора, хорошо изолированного от внешних воздействий (см., напр., [3, 5, 10]). При этом существуют различные методы привязки частоты излучения лазера к частоте в максимуме пропускания резонатора, например с помощью оптической обратной связи от резонатора или с использованием электронных петель обратной связи. При стабилизации лазеров для применения в прецизионной спектроскопии наиболее широко используется модуляционный метод, предложенный Паундом, Дривером и Холлом (ПДХ) [11], схема которого представлена на рис.1. Излучение лазера модулируется по фазе электрооптическим модулятором на частоте Ω (обычно порядка нескольких десятков мегагерц) и заводится в стабильный резонатор. Отраженное назад от резонатора излучение регистрируется фотодетектором, сигнал с которого гетеродинируется на балансном смесителе с радиочастотным сигналом той же частоты Ω . После гетеродинирования сигнал проходит через фильтр нижних частот и используется в качестве сигнала ошибки для системы обратной связи, управляющей частотой лазера.

Для того чтобы получить сигнал ошибки схемы в методе ПДХ, представим сигнал на выходе фотодетектора как результат интерференции двух волн, одна из которых возникает при прохождении излучения, «хранящегося» внутри резонатора, через переднее зеркало, а вторая – при отражении излучения, падающего на переднее зеркало:

$$S_{pd} \propto \left| TA_1 \exp[i(\omega_0 t + \phi_1)] - RA \exp[i(\omega_0 t + \phi + \phi_{mod} \cos \Omega t)] \right|^2 = [(TA_1)^2 + (RA)^2$$

$$-2TRAA_1 \cos(\Delta\phi + \phi_{mod} \cos \Omega t)], \quad (1)$$

где T и R – амплитудные коэффициенты пропускания и отражения зеркал; ω_0 – частота излучения; A – амплитуда падающей волны; A_1 – амплитуда волны, падающей на переднее зеркало резонатора изнутри; ϕ и ϕ_1 – фазы этих волн соответственно; ϕ_{mod} – глубина фазовой модуляции падающей волны; $\Delta\phi = \phi - \phi_1$ – разность фаз двух световых волн. Угловые скобки означают усреднение по полосе фотодетектора. Учитывая только низкочастотные спектральные компоненты в гетеродинированном сигнале, получаем сигнал ошибки

$$S_{err} = \langle S_{pd} \cos \Omega t \rangle \propto TRAA_1 \phi_{mod} J_0(\phi_{mod}) \sin \Delta\phi, \quad (2)$$

где $J_0(\phi_{mod})$ – функция Бесселя первого рода. Поскольку в случае, когда лазер предварительно стабилизирован по резонатору, разность между фазой излучения и фазой стоячей волны мала, сигнал ошибки оказывается пропорциональным уходу разностной фазы: $S_{err} \propto \Delta\phi$. Из этого соотношения видно, что стабилизация лазера относительно резонатора Фабри – Перо методом ПДХ фактически представляет собой фазовую привязку лазерного излучения к стоячей волне внутри резонатора.

Для получения формы сигнала ошибки рассмотрим случай, когда ширина спектра излучения лазера много меньше ширины пика пропускания интерферометра. В этом случае излучение лазера возбуждает в резонаторе стоячую волну, фаза которой может отличаться от фазы возбуждающей волны. Пренебрегая влиянием гармоник фазовой модуляции на стоячую волну, найдем амплитуду и разность фаз $\Delta\phi$:

$$A_1 = \frac{ATJ_0(\phi_{mod})}{[1 - 2R^2 \cos(2\pi\omega/\omega_{FSR}) + R^4]^{1/2}}, \quad (3)$$

$$\sin \Delta\phi = \frac{R^2}{[1 - 2R^2 \cos(2\pi\omega/\omega_{FSR}) + R^4]^{1/2}} \sin\left(\frac{2\pi\omega}{\omega_{FSR}}\right), \quad (4)$$

где $\omega_{FSR} = 2\pi c/(2L)$ – межмодовое расстояние резонатора (по частоте); c – скорость света; L – длина резонатора. Отсюда получим

$$S_{err} = \frac{kA^2 T^2 R^3 \phi_{mod} J_0^2(\phi_{mod})}{1 - 2R^2 \cos(2\pi\omega/\omega_{FSR}) + R^4} \sin\left(\frac{2\pi\omega}{\omega_{FSR}}\right). \quad (5)$$

Строгое математическое описание формы сигнала, полученного методом ПДХ, представлено, например, в [12]. Характерный вид сигнала ошибки, полученный согласно выражению (5), показан на рис.2,а. В максимум-

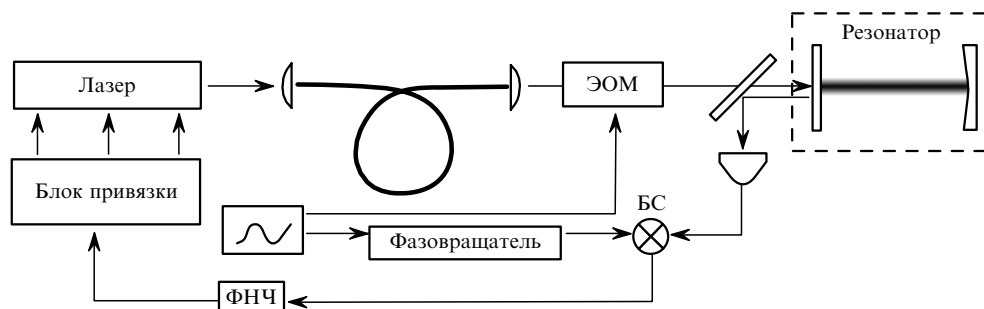


Рис.1. Схема стабилизации частоты лазерного излучения методом Паунда – Дривера – Холла: ЭОМ – электрооптический модулятор; БС – балансный смеситель; ФНЧ – фильтр нижних частот.

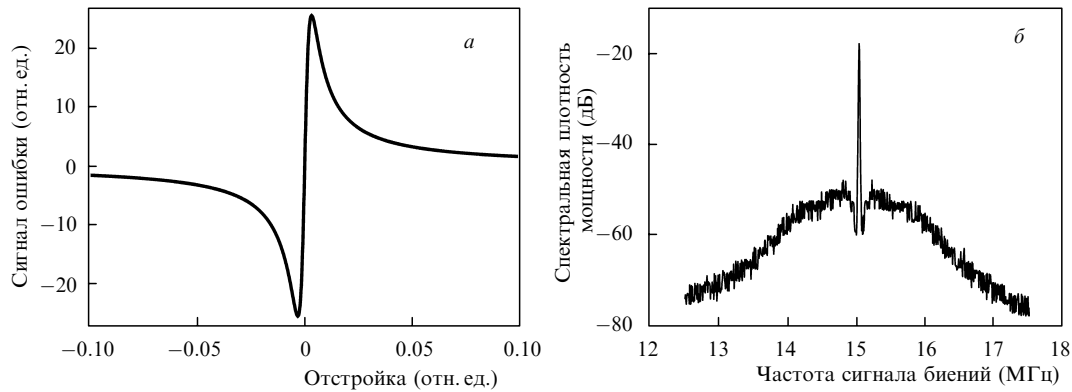


Рис.2. Центральная часть сигнала ошибки, полученной методом ПДХ, в случае сканирования пика пропускания резонатора излучением узкополосного лазера (а) и спектр излучения диодного лазера, стабилизированного по внешнему стабильному резонатору методом ПДХ (б).

ме пропускания резонатора, т. е. при $\omega \approx N\omega_{\text{FSR}}$, сигнал ошибки $S_{\text{err}} \propto \omega - n\omega_{\text{FSR}}$, что соответствует выражению (2). Отметим, что форма сигнала ошибки существенно зависит от фазы опорного сигнала, использующегося при гетеродинировании (рис.1). Форма сигнала, приведенного на рис.2, соответствует сдвигу фаз в фазовращателе на $\pi/2$.

Более сложным является случай, когда стабилизируется частота лазера, ширина исходного спектра излучения которого существенно больше ширины максимума пропускания резонатора. Именно такая ситуация реализуется в нашем случае: полупроводниковый лазерный источник с шириной спектра излучения ~ 1 МГц стабилизируется относительно высокодобротного резонатора со спектральной шириной максимума пропускания 5 кГц. В этом случае сигнал ошибки содержит в себе информацию не только об отстройке частоты лазерного излучения, но и о быстрых фазовых шумах ($S_{\text{err}} \propto \Delta\phi(t)$), определяющих исходную ширину спектра нестабилизированного лазера. В ранних работах Дж.Холла [11] было показано, что и в этом случае можно эффективно сузить спектр лазерного излучения за счет активной стабилизации резонатора методом ПДХ, обусловленной наличием широких дисперсионных крыльев сигнала ошибки. Спектр излучения стабилизированного лазера при этом заметно трансформируется, и его форма будет существенно зависеть как от типа фазовых шумов нестабилизированного лазера, так и от параметров петли обратной связи. Так, например, спектр излучения стабилизированного электронным методом диодного лазера представляет собой узкий пик (несущую) шириной ~ 1 МГц на пьедестале сложной формы (рис.2,б). Аналогичные спектры наблюда-

ются в экспериментах по фазовой привязке диодных лазеров к другим источникам излучения, таким как фемто-секундная гребенка частот [13] или другой диодный лазер [14]. В свою очередь при стабилизации лазеров другого типа (например, лазеров на красителях или на кристалле сапфира, активированного титаном) пьедестал менее выражен.

3. Опорные резонаторы

Известно, что расстояние между зеркалами опорного резонатора практически полностью определяет частоту генерации стабилизированного лазера. К основным факторам, влияющим на длину резонатора, можно отнести механические вибрации и тепловые флуктуации. Для подавления последних корпус резонатора изготавливается из материалов с как можно более низким коэффициентом теплового расширения, а температура резонатора стабилизируется. Для борьбы с влиянием сейсмических и акустических вибраций используются различные системы активного и пассивного подавления. Кроме того, недавно был выполнен ряд работ, в которых геометрия корпуса подбиралась таким образом, чтобы он обладал наименьшей чувствительностью к вибрациям (ускорениям) [9, 15].

Ранее нами было создано два резонатора на длину волны 486 нм, имеющих классическую горизонтальную конфигурацию (обозначим их 1 и 2), которые использовались для стабилизации лазера на красителе [5]. Резонаторы длиной 15 см с добротностью 90000 схематически представлены на рис.3,а и б. Различие между этими резонаторами заключалось в способе их крепления к оптическому столу: резонатор 1 поддерживался снизу тремя

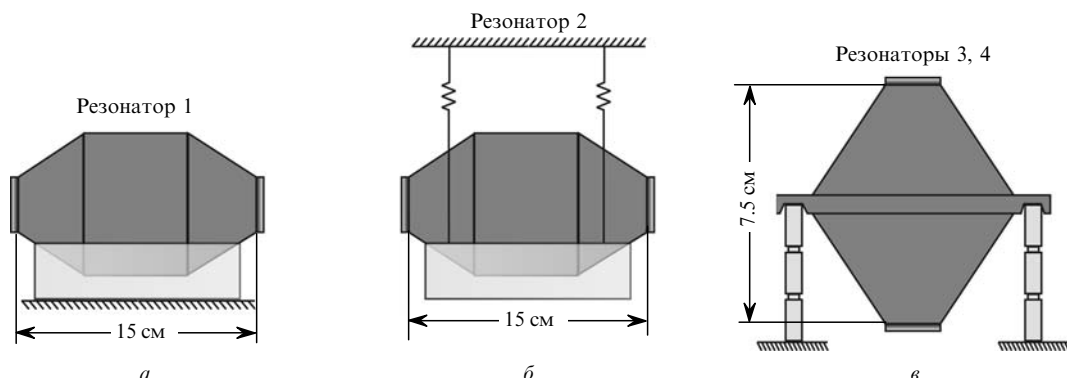


Рис.3. Механическая компоновка резонаторов, использованных в эксперименте.

опорами, непосредственно соприкасающимися с оптическим столом, в то время как резонатор 2 был подвешен на длинных пружинах. Оптические столы, на которых устанавливались резонаторы, в обоих случаях снабжались системами активной компенсации вибраций (модели фирмы Halyconics).

Для выполнения работ по спектроскопии перехода $1s-2s$ в атоме водорода с помощью полупроводниковой лазерной системы [7] мы сконструировали две системы стабилизации к резонаторам на длину волны 972 нм. Эти резонаторы (обозначим их 3 и 4) имели длину 7.5 см, добротность около 420000 и были смонтированы в вертикальной конфигурации (рис.3,е).

Корпуса всех резонаторов были изготовлены из материала ULE (Ultra Low Expansion glass) [16], обладающего зависимостью длины образца l от температуры t вида $\delta l/l \approx 10^{-8}(t - t_c)^2$, где t_c – так называемая критическая температура, обычно лежащая в диапазоне $0-20^\circ\text{C}$. Резонаторы размещались в камерах, вакуум в которых поддерживался на уровне 10^{-8} мбар с помощью ион-геттерных насосов. Для резонаторов 1, 2 и 3 использовались идентичные системы температурной стабилизации, состоящие из двух ступеней. Внешняя ступень, задача которой – поддержание стабильного температурного фона вокруг вакуумной камеры, основывалась на шестиканальной релейной схеме. Каждый канал поддерживал температуру одной из шести стенок коробки, окружающей камеру, на несколько градусов выше комнатной с точностью около 100 мК в точке нахождения сенсора. Достоинством релейной схемы является ее низкая инерционность, позволяющая быстро реагировать на изменения температуры. Внутренняя система стабилизации обладала большой постоянной времени и поддерживала температуру вакуумной камеры с точностью 1 мК с помощью интегральной петли обратной связи. Недостаток данной системы заключался в невозможности стабилизации температуры относительно нулевой точки материала ULE ($t = t_c$), которая в нашем случае была существенно ниже комнатной (см. далее).

Система температурной стабилизации резонатора 4 позволяла охлаждать камеру. Корпус резонатора находился внутри вакуумной камеры в окружении двух алюминиевых цилиндров. Как между цилиндрами, так и между внешним цилиндром и вакуумной камерой были ус-

тановлены элементы Пельтье, с помощью которых осуществлялось охлаждение и стабилизация температуры цилиндров. Температурная стабильность, обеспечиваемая такой системой, оказалась существенно хуже, чем у первой системы. Так, например, стабильность температуры внутреннего цилиндра удавалось поддерживать только с точностью до 10 мК.

Нами была измерена критическая температура t_c для нашего образца материала ULE. Используя резонатор 3 в качестве опорного и изменяя температуру резонатора 4 в диапазоне $7-20^\circ\text{C}$, мы определили, что $t_c = 12.5^\circ\text{C}$. В этой точке длина корпуса резонатора минимальна и, следовательно, максимальна частота биений между лазерными полями, стабилизированными относительно соответствующих максимумов пропускания резонаторов. К сожалению, тепловое расширение многослойного покрытия (на каждое зеркало было нанесено по 38 слоев Ta_2O_5 и SiO_2 общей толщиной около 5 мкм) превышает тепловое расширение корпуса резонатора, что накладывает жесткие требования на систему температурной стабилизации.

Как показал анализ деформаций корпуса резонатора при его ускорении, например, в вертикальном направлении, конфигурация резонатора с горизонтальной осью весьма чувствительна к вибрациям. Это хорошо видно из результатов компьютерного моделирования, выполненного в пакете программного обеспечения Autodesk Inventor, представленных на рис.4,а. Если корпус поддерживается снизу, то ускорение в вертикальном направлении растягивает или сплющивает резонатор, что приводит к изменению расстояния между зеркалами и, следовательно, частоты излучения стабилизированного лазера. Отметим, что существует возможность крепления в определенных точках, позволяющая минимизировать такой эффект. Это, однако, требует очень тщательного индивидуального подбора точек крепления для каждого резонатора.

Другой подход, развитый несколько лет назад (см., напр., [17]), заключается в подвешивании резонатора за плоскость, проходящую через его центр тяжести. Так, для резонатора с вертикальной осью, показанного на рис.4,б, вертикальное ускорение приведет к симметричной деформации верхней и нижней частей, в результате чего с высокой точностью сохраняется расстояние между зеркалами, поскольку у вертикальной конструкции умень-

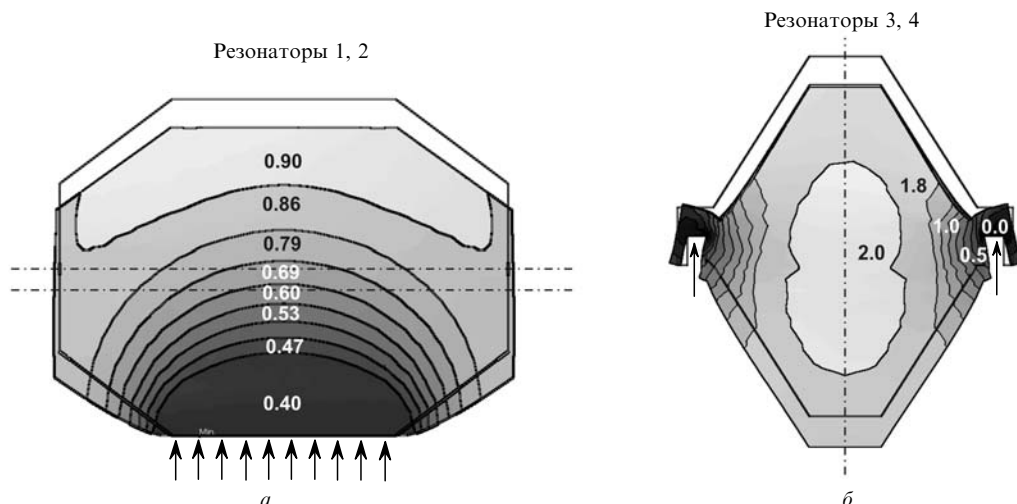


Рис.4. Расчет деформации модельных резонаторов под действием ускорения $1g$; размеры резонаторов соответствуют указанным на рис.3, цифры – деформация в нанометрах.

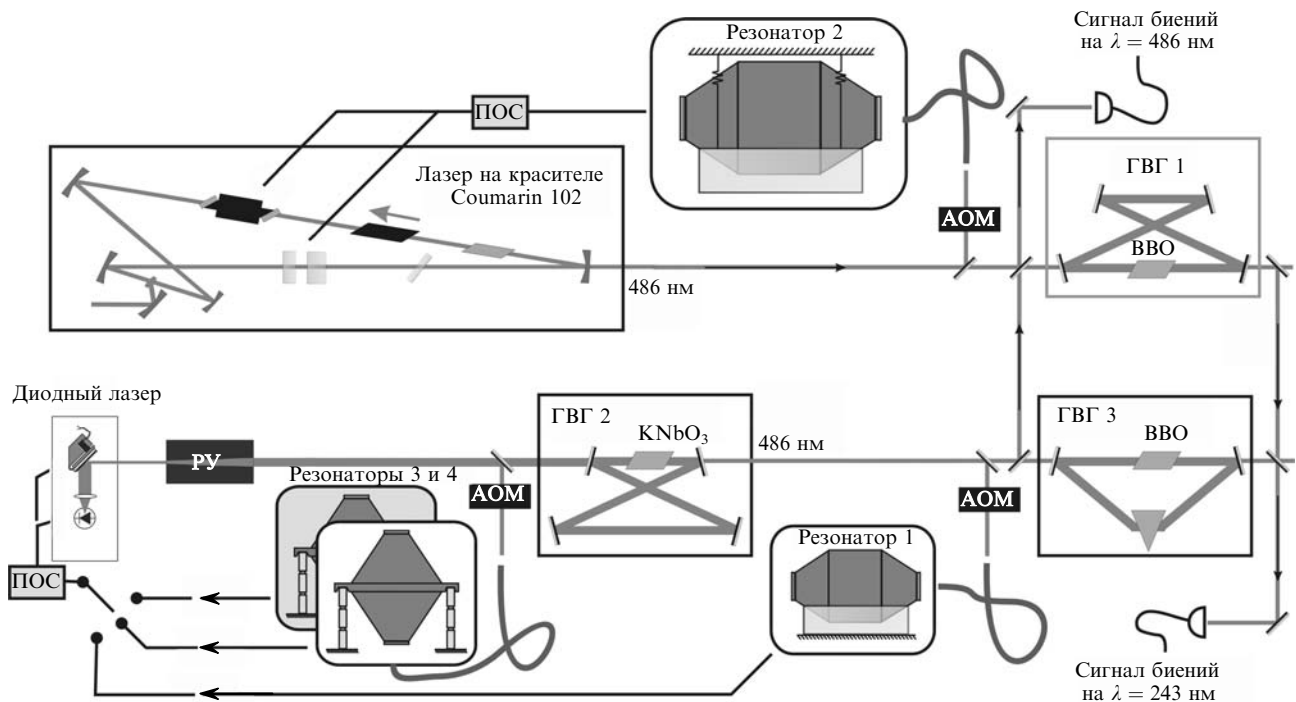


Рис.5. Схема лазерных систем:

АОМ – акустооптический модулятор; ГВГ 1, 2, 3 – генераторы второй гармоники; РУ – рупорный полупроводниковый усилитель; ПОС – петля обратной связи по методу ПДХ.

шение длины верхней части корпуса компенсируется удлинением его нижней части.

В данной работе выполнен сравнительный анализ спектральных характеристик лазеров, стабилизированных относительно показанных на рис.3 резонаторов 1, 2, 3 и 4.

4. Лазерные системы

В работе исследовались две лазерные системы, схематически представленные на рис.5. Первая система – лазер на красителе Coumarin 102, генерирующий излучение на длине волны 486 нм, стабилизировалась методом ПДХ по резонатору 1 или 2. Во всех экспериментах, рассматриваемых далее, использовалась стабилизация относительно резонатора 2, причем параметры стабилизации оставались неизменными. Элементами, управляющими частотой излучения этого лазера, служили внутррезонаторный ЭОМ, зеркало на пьезокерамике и гальванопластика. Лазер был снабжен удвоителем частоты (ГВГ 1), что позволяло получать на длине волны 243 нм, необходимой для возбуждения перехода $1s-2s$ в атоме водорода, излучение мощностью около 20 мВт.

Вторая лазерная система базировалась на полупроводниковом лазере с внешним резонатором по схеме Лит-

трова [7]. Излучение лазера, усиленное в рупорном полупроводниковом усилителе до 650 мВт, проходило через две ступени удвоения частоты (ГВГ 2 и 3), что позволяло генерировать излучение мощностью ~ 10 мВт на длине волны 243 нм. Лазер стабилизировался по резонаторам 3 и 4 на длине волны 972 нм; была также возможность его стабилизации по резонатору 1 с использованием излучения второй гармоники на выходе удвоителя ГВГ 2 с длиной волны 486 нм (рис.5). Управление частотой осуществлялось с помощью изменения тока инжекции диода (пропорциональный быстрый и интегральный медленный каналы) и управления положением дифракционной решетки.

Излучение лазеров заводилось в резонаторы по одномодовым волокнам. Поскольку при пропускании через волокно возникают дополнительные фазовые и амплитудные шумы, нами использовались классические схемы компенсации этих шумов с помощью акустооптического модулятора [18].

Были исследованы спектры сигналов биений между излучениями диодной лазерной системы и лазера на красителе на длинах волн 486 и 243 нм. В то время как лазер на красителе использовался в качестве опорного, параметры системы обратной связи полупроводникового лазера варьировались; выполнялись также измерения

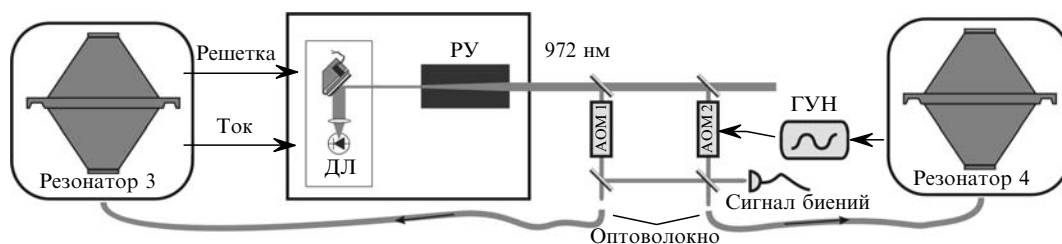


Рис.6. Схема измерения спектральной ширины линии диодного лазера (ДЛ), стабилизированного относительно резонатора 3.

с резонаторами 1, 3, 4. Для исследования спектральных характеристик резонаторов 3 и 4 применялась схема, изображенная на рис.6 и представленная в работе [19]. При этом измерении излучение диодного лазера, стабилизированного относительно резонатора 1, проходило через акустооптический модулятор АОМ 1 и заводилось в резонатор 3. Акустооптический модулятор АОМ 2 возбуждался генератором, управляемым напряжением (ГУН), на частотно-модуляционный вход которого подавался сигнал ошибки от резонатора 4. Таким образом осуществлялась привязка частоты поля собственного поля излучения лазера к частоте максимума пропускания резонатора 3, а частота поля на выходе АОМ 2 оказывалась стабилизированной относительно частоты максимума пропускания резонатора 4. При независимых вибрациях резонаторов фазовые флуктуации лазерных полей до и после АОМ 2 оказываются некоррелированными в пределах полосы частот петли обратной связи, управляющей ГУН. Спектральная ширина сигнала биений между этими полями является оценкой ширины спектра излучения стабилизированного полупроводникового лазера с точностью до коэффициента ~ 1 , зависящего от формы спектра.

5. Доля мощности в несущей

Для анализа спектра излучения стабилизированного диодного лазера и его преобразования при умножении частоты воспользуемся следующей моделью. Прежде всего учтем, что исходный спектр излучения полупроводникового лазера формируется в основном за счет быстрых фазовых флуктуаций, вызванных актами спонтанного излучения и изменением плотности носителей (см., напр., [12]). Предположим, что излучение лазера с центральной частотой ω_0 стабилизируется по фазе относительно другого поля с фазой $\phi_0(t)$, которое «хранится» в высокочастотном резонаторе. Вследствие неидеальности фазовой стабилизации полупроводникового лазера поле лазерного излучения $E(t) = E_0 \cos[i(\omega_0 t + \phi_0(t) + \phi(t))]$ имеет флуктуирующую компоненту фазы $\phi(t)$. Флуктуации $\phi(t)$ определяются шумами лазерного диода и электроники, используемой в цепи обратной связи, поэтому характерное время корреляции для этих флуктуаций составляет ~ 0.1 мкс. Время корреляции шумов фазы внутри резонатора (время затухания волны в резонаторе) равно ~ 100 мкс, поэтому можно положить $\phi_0(t) = \text{const}$. Введем дополнительное предположение, что остаточные фазовые шумы имеют нормальное распределение

$$p(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\phi^2}{2\phi_{\text{rms}}^2}\right),$$

где ϕ_{rms} – среднеквадратичное отклонение фазы, возникающее вследствие неполной отработки системы обратной связи. Тогда автокорреляционная функция $R_E(\tau)$ лазерного поля будет иметь следующий вид:

$$R_E(\tau) = \langle E(t)E(t+\tau) \rangle = \frac{1}{2} \cos(\omega_0 \tau) \langle \cos \Delta\phi(t, \tau) \rangle, \quad (6)$$

где угловые скобки опять обозначают усреднение, а $\Delta\phi(t, \tau) = \phi(t+\tau) - \phi(t)$. В силу того, что фаза лазерного поля активно стабилизируется, $\lim_{\tau \rightarrow \infty} \cos \Delta\phi(t, \tau) \neq 0$. Это означает, что фурье-преобразование от автокорреляционной функции (спектральная плотность мощности процесса) будет содержать дельта-функцию на частоте

ω_0 , которую принято называть несущей. Доля мощности η , содержащаяся в несущей, пропорциональна $\langle \cos \Delta\phi(t, \tau \rightarrow \infty) \rangle$. Для вычисления этого параметра воспользуемся тем, что шумы фазы ϕ на таких временах не коррелируют:

$$\begin{aligned} \eta &\propto \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos(\phi_2 - \phi_1) p(\phi_1) p(\phi_2) d\phi_2 d\phi_1 \\ &= \exp(-\phi_{\text{rms}}^2). \end{aligned} \quad (7)$$

Поскольку при $\phi_{\text{rms}} = 0$ имеем $\eta = 1$, т.е. поле оказывается монохроматичным, окончательно получим $\eta = \exp(-\phi_{\text{rms}}^2)$.

При умножении частоты в n раз (n -фотонный процесс) фаза лазерного поля умножается на n . Учитывая этот факт, для доли мощности η' , содержащейся в несущей, после преобразования в n -ю гармонику получаем следующее выражение:

$$\eta' = \eta^{n^2}. \quad (8)$$

Если излучение претерпевает многократное преобразование в высшие гармоники, параметр η' становится критичным. Характерным примером являются так называемые частотные цепочки [12] – множество ступеней нелинейного преобразования частоты излучения генератора радиочастотного диапазона в оптический диапазон. В работе [20] был сделан вывод, что именно из-за «коллпаса несущей» преобразование частоты из радиочастотного диапазона в оптический с помощью одной ступени невозможно по причине увеличения мощности шумов. Отметим, что созданная в 2000–2001 гг. на базе фемтосекундного лазера оптическая гребенка [21] свободна от этого недостатка вследствие высокой кратковременной стабильности излучения лазера, позволяющей использовать его как некий «маховик», усредняющий быстрые фазовые шумы радиочастотного генератора.

В нашем эксперименте по двухфотонной спектроскопии водорода с использованием полупроводникового лазера [7] излучение проходит две ступени удвоения частоты, а затем на длине волны 243 нм происходит двухфотонное возбуждение перехода $1s-2s$ в атоме водорода. В таком процессе участвуют восемь фотонов лазерного излучения, и параметр η' оказывается равным η^{64} .

Для исследования справедливости выражения (8) в оптическом диапазоне мы сравнили спектры сигналов биений между излучениями стабилизированного лазера на красителе и лазерной полупроводниковой системы на длинах волн 486 и 243 нм соответственно (см. рис.5). Данные, представленные на рис. 7,а, показывают, что доля мощности η при удвоении частоты уменьшается. Мы связываем происхождение пьедестала только с флуктуациями излучения полупроводникового лазера, поскольку излучению лазера на красителе присущи флуктуации фазы с большими временами корреляции, возникающие, в основном, за счет акустических колебаний в струе красителя и колебаний зеркал лазерного резонатора. Кроме того, было обнаружено, что уровень фазовых шумов можно изменять в широких пределах, регулируя параметры петли обратной связи по методу ПДХ для полупроводникового лазера, например усиление или постоянные времени интеграторов. В свою очередь изменений спектра при изменении параметров сис-

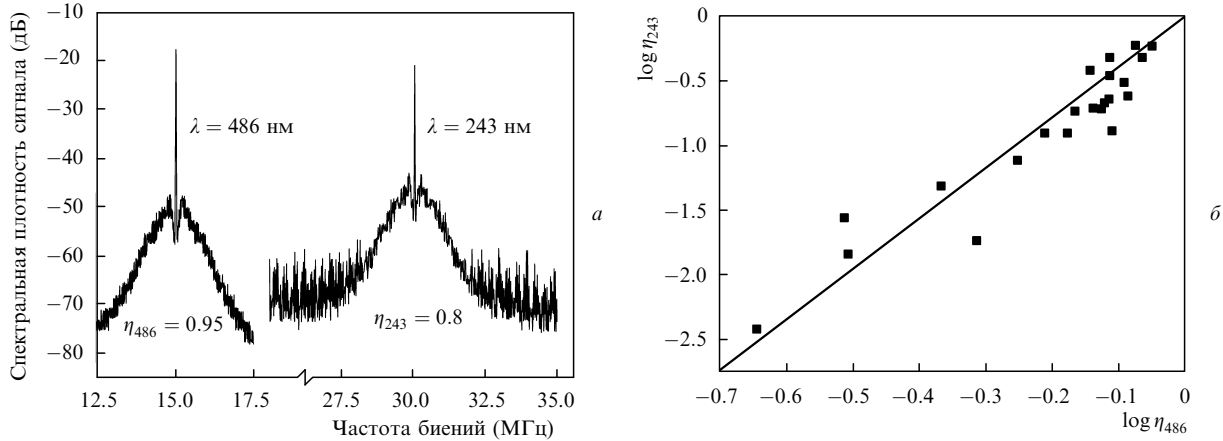


Рис. 7. Спектральная плотность мощности сигналов биений излучений лазера на красителе и полупроводникового лазера, стабилизированного по резонатору 3, на длинах волн 486 и 243 нм (а) и доля мощности η_{243} , содержащейся в несущей на длине волны 243 нм, в зависимости от доли мощности η_{486} , содержащейся в несущей на длине волны 486 нм (б).

темы стабилизации методом ПДХ лазера на красителе обнаружено не было. Подбором параметров обратной связи нам удалось достичь наибольшего значения $\eta_{486} = 0.95$ для второй гармоники излучения полупроводникового лазера, что примерно соответствует $\eta_{972} = 0.99$ на фундаментальной длине волны 972 нм или уровню фазовых шумов $\phi_{\text{rms}} = 6^\circ$. На рис.7,б показано взаимное изменение доли мощности, содержащейся в несущей на длинах волн 486 и 243 нм, при изменении усиления в петле обратной связи системы стабилизации диодного лазера методом ПДХ. Наклон подгоночной прямой составляет 3.9 ± 0.2 , что хорошо соответствует выражению (8).

6. Спектральная ширина несущей

Несущая также обладает спектральной шириной, определяющейся, в основном, флуктуациями расстояния между зеркалами опорного резонатора. Общая теория спектра колебания со случайно флуктуирующей частотой довольно сложна, поэтому мы остановимся только двух крайних случаях, соответствующих предельным случаям этой теории [22].

Рассмотрим электромагнитное колебание поля

$$E(t) = E_0 \cos \left(\omega_0 t + \int \Omega(t) dt \right).$$

Будем считать, что флуктуирующая часть частоты $\Omega(t)$ распределена по нормальному закону

$$p_\Omega(\Omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Omega_{\text{rms}}} \exp \left(-\frac{\Omega^2}{2\Omega_{\text{rms}}^2} \right)$$

с шириной распределения Ω_{rms} и ее среднее равно нулю, $\langle \Omega(t) \rangle = 0$. Для простоты спектр частотного шума будем считать белым.

Первый рассматриваемый случай соответствует большим временам корреляции τ_Ω , таким, что $\Omega_{\text{rms}}\tau_\Omega \gg 1$. Автокорреляционная функция этого процесса

$$\begin{aligned} R_E(\tau) &= \frac{1}{2} \cos(\omega_0 \tau) \left\langle \cos \int_t^{t+\tau} \Omega(t) dt \right\rangle \\ &\approx \frac{1}{2} \cos(\omega_0 \tau) \int_{-\infty}^{+\infty} \cos(\Omega \tau) p_\Omega(\Omega) d\Omega. \end{aligned} \quad (9)$$

Отсюда получим спектральную плотность мощности процесса:

$$g_E(\omega) = \frac{E_0^2}{\sqrt{8\pi}\Omega_{\text{rms}}} \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\Omega_{\text{rms}}^2} \right]. \quad (10)$$

Таким образом, $g_E(\omega)$ повторяет нормальное распределение частотного шума. При умножении частоты в n раз ширина спектра после преобразования также увеличится в n раз.

Второй рассматриваемый случай соответствует малым временам корреляции $\Omega_{\text{rms}}\tau_\Omega \ll 1$. В этом случае применима модель диффузии фазы с коэффициентом диффузии $D = \frac{\pi}{2} g_\Omega$, где g_Ω – спектральная плотность мощности частотного шума $\Omega(t)$ [22]. Спектральная плотность мощности шума сигнала с диффузией фазы хорошо известна:

$$g_E(\omega) = \frac{E_0^2}{2\pi} \frac{D}{D^2 + (\omega - \omega_0)^2}. \quad (11)$$

После умножения частоты такого процесса в n раз спектральная плотность мощности частотного шума умножается в n^2 раз и, следовательно, ширина спектра также умножается в n^2 раз.

Здесь необходимо сделать замечание, связанное с возможными высокочастотными фазовыми шумами сигнала. Для стабилизированных лазеров шириной спектра излучения принято называть спектральную ширину несущей. Однако если в результате многофотонного преобразования несущая исчезнет («коллапс несущей»), то принятое определение ширины спектра лазерного излучения перестанет быть справедливым. В этом случае будет более уместно говорить о спектральной ширине пьедестала, которая может на много порядков отличаться от исходной ширины спектра несущей.

Таким образом, в зависимости от соотношения между уровнем частотных шумов и их временем корреляции величина изменения спектральной ширины центрального максимума излучения стабилизированного лазера при умножении частоты может оказаться существенно различной. Если результирующая ширина спектра определяется низкочастотными акустическими колебаниями или температурными дрейфами опорного резонатора, то можно ожидать гауссовой формы спектра (10). В случае флуктуаций с малым временем корреляции форма спектра несущей может оказаться лоренцевской (11).

Нами были исследованы спектры излучения полупроводникового лазера, стабилизированного относительно резонаторов 1 и 3 (см. рис.3), существенно различающихся

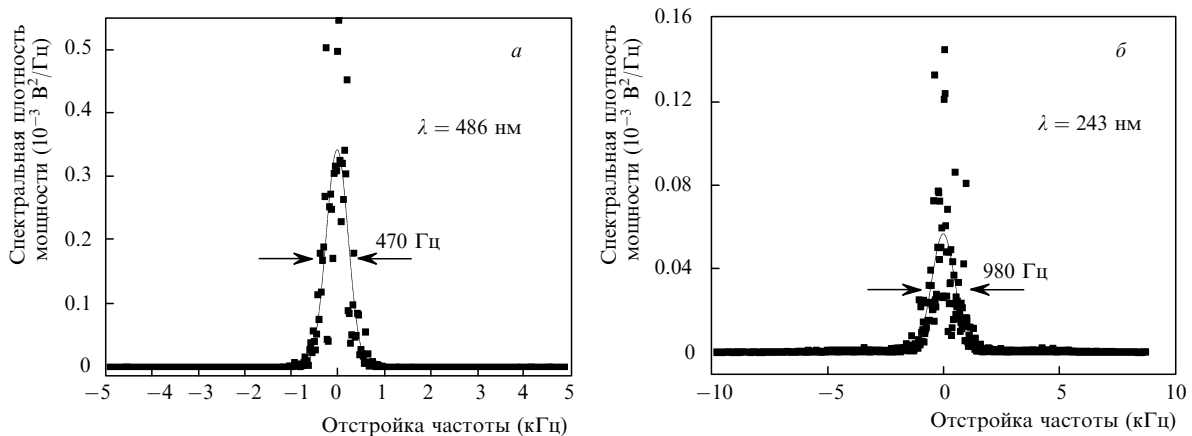


Рис.8. Спектральный профиль несущей сигнала биений излучений стабилизированного лазера на красителе и второй гармоники полупроводникового лазера, стабилизированного относительно горизонтального резонатора 1 (а), и то же после удвоения частоты (б). Точки – экспериментальные данные, кривые – аппроксимация гауссовой функцией.

ся чувствительностью к вибрациям. Сигналы биений между излучениями опорной и исследуемой лазерных систем на длинах волн 486 и 243 нм (рис.5) смешивались с сигналами радиочастотного генератора (с понижением частоты до нескольких сотен герц) и исследовались с помощью фурье-спектроанализатора.

На рис.8 показаны спектры сигналов биений при стабилизации полупроводникового лазера относительно резонатора 1 (с горизонтальной осью). Резонатор обладал относительно плохой изоляцией от механических вибраций, чем и объясняется широкий спектральный профиль линии (спектры зарегистрированы без усреднения). Спектр на рис.8,а хорошо аппроксимируется гауссовой функцией с шириной 470 ± 20 Гц. Спектральный профиль сигнала биений на удвоенной частоте $\lambda = 243$ нм оказывается вдвое более широким и составляет 980 ± 30 Гц. Отсюда можно сделать вывод, что доминирующий вклад в уширение лазерной линии в данном случае вносят акустические вибрации резонатора, обладающие большими временами корреляции. Отметим, что при этом вкладом ширины спектра излучения опорного лазера на красителе в измеренный спектр можно пренебречь.

На рис.9 представлены аналогичные спектры, но при стабилизации полупроводникового лазера относительно резонатора 3 (каждый спектр усреднен по 20 реализациям). За счет малой чувствительности вертикальной кон-

струкции к вибрациям (см. далее) вклад ширины спектра излучения полупроводникового лазера в данном случае оказывается пренебрежимо малым. Регистрируемый пик имеет лоренцевскую форму и обладает спектральной шириной 6.1 ± 0.1 Гц. После удвоения частоты ширина спектра в соответствии с проведенным выше анализом удваивается и становится равной 25.1 ± 0.1 Гц. Скорее всего, существенный вклад в данном случае вносят шумы с малым временем корреляции, такие как шумы интенсивности лазеров, шумы электроники и др.

7. Характеристики резонаторов в вертикальной конфигурации

Спектральные характеристики полупроводникового лазера, стабилизированного относительно резонатора с вертикальной осью, исследовались с помощью приведенной на рис.6 схемы с использованием эквивалентных резонаторов 3 и 4. Результаты измерения спектра сигнала биений приведены на рис.10,а (усреднение проводилось по 14 реализациям, время регистрации составляло 8 с). Спектр обладает лоренцевским профилем и его ширина на полувысоте равна 0.45 Гц, что удовлетворяет самым жестким требованиям, предъявляемым на сегодняшний день к лазерным системам, которые используются для прецизионной спектроскопии и в атомных часах.

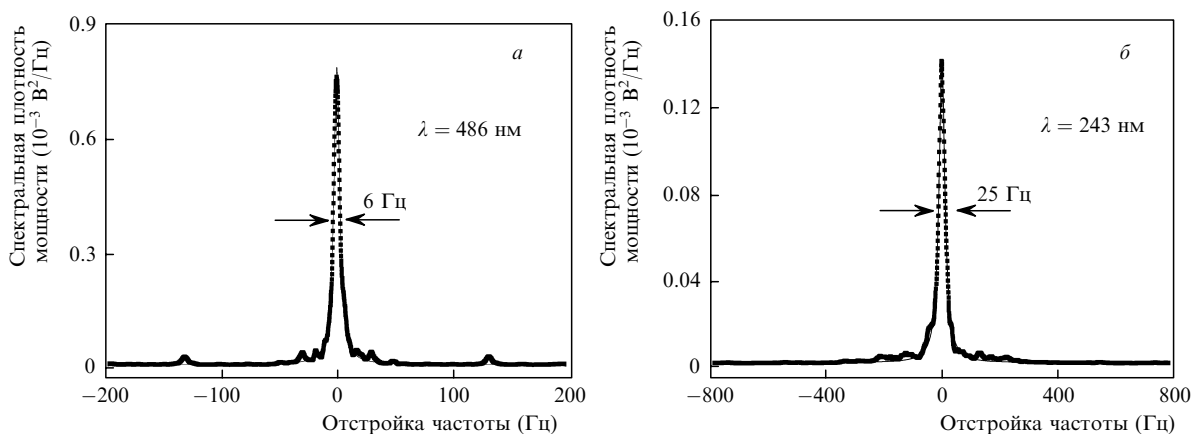


Рис.9. Спектральный профиль несущей сигнала биений излучений стабилизированного лазера на красителе и второй гармоники полупроводникового лазера, стабилизированного относительно горизонтального резонатора 1 (а), и то же после удвоения частоты (б). Точки – эксперимент, кривые – аппроксимация лоренцевской функцией.

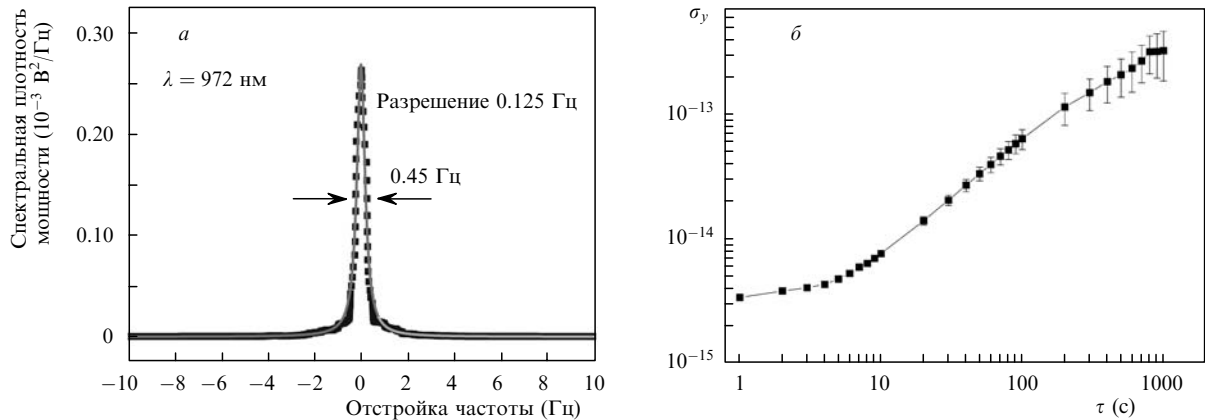


Рис.10. Спектр сигнала биений между двумя световыми полями, привязанными к резонаторам 3 и 4 (схема на рис.6), зарегистрированный с помощью фурье-спектроанализатора с разрешением 0.125 Гц (а), и зависимость аллановской девиации σ_y от времени усреднения τ для сигнала биений этих полей, нормированная на частоту светового поля (б).

С помощью частотомера, измеряющего частоту сигнала биений, был построен график девиации Аллана (рис.10,б) [23]. Видно, что относительная нестабильность системы не превышает 10^{-14} при времени усреднения до 100 с, после чего она начинает расти за счет температурных дрейфов.

С помощью разработанных лазерных систем выполнен ряд измерений перехода $1s-2s$ в атоме водорода. Спектр перехода $1s-2s$ в атоме водорода (длина волны излучения линии Ly_α атома водорода) (рис.11,а) зарегистрирован с помощью системы на основе полупроводникового лазера, стабилизированной относительно резонатора 1 в горизонтальной конфигурации. Спектр получен для пучка атомов водорода, охлажденных до температуры 5 К; при этом схемой регистрации учитывался только сигнал от атомов со скоростями менее 150 м/с. С использованием той же полупроводниковой лазерной системы, только стабилизированной относительно резонатора в вертикальной конфигурации, зарегистрирован спектр перехода $1s-2s$ в схожих экспериментальных условиях (рис.11,б). Значительное сужение спектра объясняется существенно лучшими характеристиками опорного резонатора новой вертикальной конфигурации. Эксперименты показали, что с помощью указанной лазерной системы открывается возможность регистрации переходов со спектральной шириной около 1 кГц на длине волны 121 нм.

При сравнении спектров, полученных с помощью полупроводниковой лазерной системы (рис.11), со спектрами, зарегистрированными с помощью лазера на красителях, было отмечено, что возбуждение оказывается примерно на 60 % менее эффективным [7]. Действительно, согласно уравнению (8) $\eta_{121} = \eta_{972}^{64} = 0.99^{64} = 0.44$, что соответствует результатам эксперимента.

8. Заключение

Были исследованы спектральные характеристики излучения лазерных систем для спектроскопии перехода $1s-2s$ в атоме водорода. Сконструирован ряд высокодобротных резонаторов различной конфигурации и проанализированы их характеристики, такие как чувствительность к температурным флуктуациям и вибрациям. Выполнен анализ эволюции формы спектра излучения лазера при преобразовании во вторую гармонику: определены доля мощности в несущей и ее спектральная ширина.

Экспериментально показано, что полупроводниковый лазер на $\lambda = 972$ нм с активной электронной стабилизацией по резонатору с вертикальной осью обладает спектральной шириной линии менее 0.45 Гц, притом что доля мощности в несущей составляет около 99 %. При временах регистрации менее 10 с нестабильность лазера не превышает 10^{-14} .

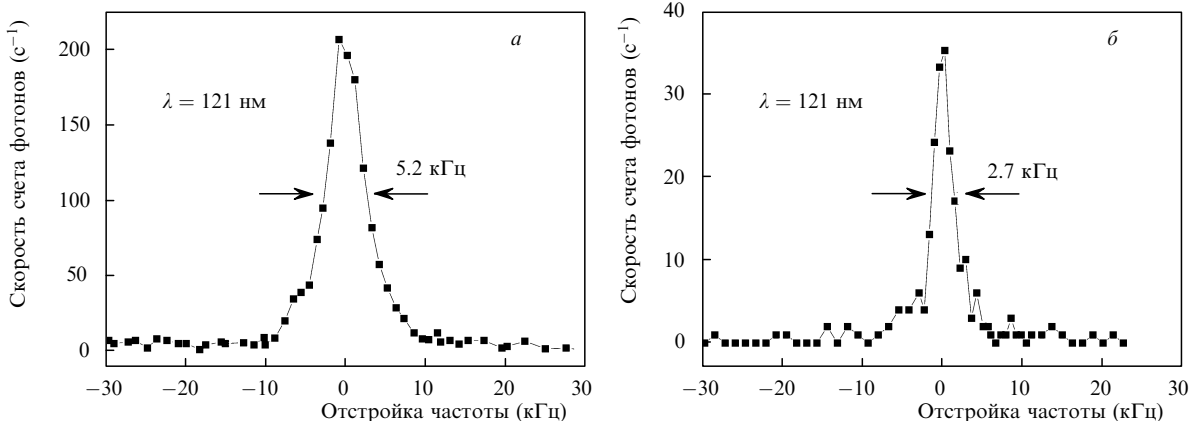


Рис.11. Спектры перехода $1s-2s$ атома водорода, зарегистрированные с помощью диодной лазерной системы, стабилизированной по резонаторам 1 (а) и 3 (б).

С помощью данной лазерной системы зарегистрированы спектры переходов $1s-2s$ в атоме водорода и выполнен их сравнительный анализ со спектрами, зарегистрированными при использовании других систем стабилизации. Показано, что использование резонатора в вертикальной конфигурации позволяет существенно (вплоть до 2 кГц) сузить спектральную ширину регистрируемой линии перехода $1s-2s$ для медленных атомов водорода в холодном пучке.

А.Н.Матвеев выражает глубокую благодарность В.Н.Сорокину за стимулирующие дискуссии. Работа частично поддержана Фондом Александра фон Гумбольдта, Фондом содействия отечественной науке и РФФИ (грант № 06-02-00443).

1. Rafac R.J., Young B.C., Beall J.A., Itano W.M., Wineland D.J., Bergquist J.C. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2462 (2000).
2. Barber Z.W., Hoyt C.W., Oates C.W., Hollberg L., Taichenachev A.V., Yudin V.I. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 083002 (2006).
3. Ludlow A.D., Huang X., Notcutt M., Zanon-Willette T., Foreman S.M., Boyd M.M., Blatt S., Ye J. *Opt. Lett.*, **32**, 641 (2007).
4. Eichenseer M., von Zanthier J., Walther H. *Opt. Lett.*, **30**, 1662 (2005).
5. Niering M., Holzwarth R., Reichert J., Pokasov P., Udem Th., Weitz M., Hänsch T.W., Lemonde P., Santarelli G., Abgrall M., Laurent P., Salomon C., Clairon A. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5496 (2000).
6. Fischer M., Kolachevsky N., Zimmermann M., Holzwarth R., Udem Th., Hänsch T.W., Abgrall M., Grunert J., Maksimovic I., Bize S., Marion H., Pereira Dos Santos F., Lemonde P., Santarelli G., Laurent P., Clairon A., Salomon C., Haas M., Jentschura U.D., Keitel C.H. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 230802 (2004).
7. Kolachevsky N., Alnis J., Bergeson S.D., Hänsch T.W. *Phys. Rev. A*, **73**, 021801 (2006).
8. Elliott D.S., Hamilton M.W., Arnett K., Smith S.J. *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 439 (1984).
9. Notcutt M., Ma Long-Sheng, Ye Jun, Hall J.L. *Opt. Lett.*, **30**, 1815 (2005).
10. Young B.C., Cruz F.C., Itano W.M., Bergquist J.C. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3799 (1999).
11. Drever R.W.P., Hall J.L., Kowalski F.V., Hough J., Ford G.M., Munley A.J., Ward H. *Appl. Phys.*, **31**, 97 (1983).
12. Riehle F. *Frequency Standards* (WILEY-VCH Verlag GmbH Co. KGaA Weinheim, 2004).
13. Беверини Н., Преведелли М., Соррентино Ф., Ньюшков Б., Руффини А. *Квантовая электроника*, **34**, 559 (2004).
14. Prevedelli M., Freegarde T., Hänsch T.W. *Appl. Phys. B*, **60**, 241 (1995).
15. Nazarova T., Riehle F., Sterr U. *Appl. Phys. B*, **83**, 531 (2006).
16. <http://www.corning.com/specialtymaterials/>
17. Notcutt M., Ma Long-Sheng, Ludlow A.D., Foreman S.M., Ye Jun, Hall J.L. *Phys. Rev. A*, **73**, 031804R (2006).
18. Ma Long-Sheng, Jungner P., Ye Jun, Hall J.L. *Opt. Lett.*, **19**, 1777 (1994).
19. Young B.C., Cruz F.C., Itano W.M., Bergquist J.C. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3799 (1999).
20. Telle H.R., in *Frequency Control of Semiconductor Lasers*. Ed. by M.Oshu (New York: Wiley, 1996, p. 137).
21. Udem Th., Holzwarth R., Hänsch T.W. *Nature*, **416**, 233 (2002).
22. Рытов С.М. *Введение в статистическую радиофизику* (М.: Наука, 1976).
23. Allan D.W. *Proc. IEEE*, **54**, 221 (1966).