

Источник излучения на длине волны 457 нм для спектроскопии сверхвысокого разрешения атома магния

С.Н.Багаев, В.И.Барауля, А.Э.Бонерт, А.Н.Гончаров, М.Р.Сейдалиев, С.А.Фарносов

Разработан непрерывный источник излучения на длине волны 457 нм с шириной линии менее 30 кГц и выходной мощностью ~ 20 мВт на основе титан-сапфирового лазера с последующим удвоением частоты его излучения во внешнем резонаторе с нелинейным кристаллом LBO. Исследована спектроскопия сверхвысокого разрешения атомов магния в разнесенных оптических полях и продемонстрированы возможности созданной системы.

Ключевые слова: титан-сапфировый лазер, генерация второй гармоники, спектроскопия сверхвысокого разрешения.

1. Введение

Схемы уровней щелочноземельных элементов Mg и Ca представляют большой интерес для создания на их основе стандартов частоты в видимой [1–6] и микроволновой областях спектра [7–10], а также высокочувствительных атомных интерферометров для прецизионных физических измерений [11].

Для создания атомного интерферометра на основе атомов магния с предельно возможными характеристиками необходим источник излучения с длиной волны 457 нм, шириной линии генерации не более 30 Гц и выходной мощностью генерации ~ 50 мВт. Для прецизионной спектроскопии магния в синей области спектра может быть использован лазер на красителе с накачкой УФ аргоновым лазером и активной стабилизацией частоты генерации по полосе пропускания внешнего высокостабильного интерферометра [1–3]. Другой возможностью создания перестраиваемого источника на длине волны 457 нм является использование титан-сапфирового лазера на $\lambda = 914$ нм с последующим удвоении его частоты в нелинейных кристаллах.

Применение титан-сапфирового лазера имеет ряд преимуществ. Это твердотельный лазер, перестраиваемый в очень широком диапазоне спектра (от 700 до 1100 нм), что при удвоении его частоты дает возможность получать перестраиваемое по частоте излучение в диапазоне 350–550 нм. Для накачки титан-сапфирового лазера используется аргоновый лазер, работающий в видимом диапазоне и являющийся более надежным, чем УФ аргоновый лазер, требующийся для накачки лазера на красителе.

В отличие от струйного лазера на красителях, спектр возмущений частоты твердотельного титан-сапфирового лазера лежит, в основном, в диапазоне частот до 50 кГц, что существенно облегчает задачу активной стабилизации частоты такого лазера. Использование высокочастотного внешнего резонатора и эффективных нели-

нейных кристаллов позволяет получить излучение на частоте второй гармоники с мощностью порядка сотен милливатт при мощности излучения на основной частоте лазера ~ 1 Вт.

В настоящей работе сообщается о создании на основе Ti:Al₂O₃-лазера непрерывного, перестраиваемого по частоте источника излучения с $\lambda = 457$ нм и шириной линии генерации менее 30 кГц при выходной мощности ~ 20 мВт.

2. Эксперимент

2.1. Титан-сапфировый лазер

При разработке титан-сапфирового лазера за основу была взята оптическая схема, описанная в [12]. Эта схема, оптимизированная нами для работы на длине волны генерации 914 нм, представлена на рис. 1.

Излучение аргонового лазера накачки фокусировалось с помощью сферического зеркала с радиусом кривизны $R = 250$ мм в кристалл Al₂O₃:Ti длиной 15 мм через одно из зеркал ($R = 100$ мм) резонатора лазера. Кольцевой резонатор лазера был образован шестью

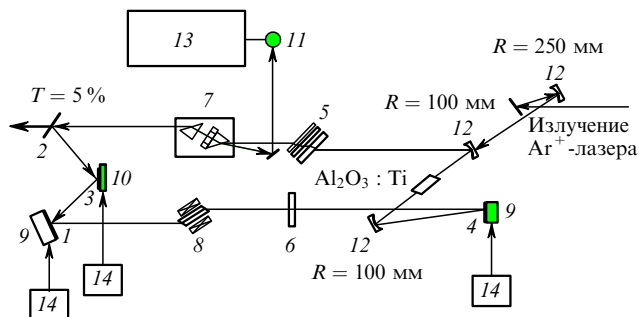


Рис. 1. Оптическая схема титан-сапфирового лазера: 1–4 – плоские зеркала; 5 – трехкомпонентный фильтр Лио; 6 – эталон с областью свободной дисперсии 100 ГГц; 7 – эталон с областью свободной дисперсии 20 ГГц; 8 – фарадеевский вращатель; 9 – «медленная» пьезокерамика; 10 – «быстрая» пьезокерамика; 11 – фотодиод; 12 – сферические зеркала; 13 – система автоматической подстройки селектора (АПС); 14 – источник напряжения для управления пьезоэлементами.

зеркалами – двумя сферическими с $R = 100$ мм и четырьмя плоскими. Для получения одночастотного режима генерации и настройки лазера на требуемую длину волны в резонатор лазера были установлены трехкомпонентный фильтр Лио и два эталона. Тонкий эталон представлял собой кварцевую плоскопараллельную пластину толщиной 1 мм без напыления. Толстый эталон состоял из двух призм Литтрова, разделенных перестраиваемым с помощью пьезокерамики восьмимиллиметровым воздушным промежутком. На внутренние поверхности призм Литтрова были нанесены диэлектрические покрытия с коэффициентом отражения 30 %. Однонаправленный режим генерации обеспечивался введением в резонатор оптического вентиля, состоящего из фарадеевского вращателя и системы трех зеркал, одно из которых (зеркало 3) выведено из плоскости резонатора. Фарадеевский вращатель состоял из брюстеровского стержня длиной 10 мм, выполненного из магнитооптического стекла МОС-31 и помещенного в магнитное поле постоянного магнита ($Nd_{15}Fe_{77}B_8$). Фарадеевский вращатель обеспечивал вращение плоскости поляризации на угол $\sim 3^\circ$ на длине волны 914 нм.

Для получения максимальной области плавной перестройки частоты лазера, ограниченной только динамическими характеристиками «медленных» пьезокерамик, длина толстого эталона подстраивалась к моде резонатора электронной системой автоматической подстройки селектора (АПС), которая обеспечивала работу лазера без скачков мод в течение длительного времени (~ 1 ч). Ширина области плавной перестройки частоты лазера была равна 2 ГГц. При коэффициенте пропускания выходного зеркала $T = 5\%$ и мощности накачки 18 Вт мощность излучения лазера на длине волны 914 нм составляла 1 Вт.

Активная стабилизация частоты излучения титан-сапфирового лазера обеспечивалась автоматической подстройкой его частоты к центру полосы пропускания внешнего высокостабильного интерферометра Фабри – Перо. Схема стабилизации частоты титан-сапфирового лазера представлена на рис.2. База интерферометра представляла собой инваровый толстостенный цилиндр длиной 500 мм и диаметром 80 мм с внутренним отверстием диаметром 18 мм. На торцевые поверхности базы были наклеены зеркала с $R = 500$ мм. При коэффициенте пропускании зеркал $T = 1\%$ резкость интерферометра F составляла ~ 300 . Вакуумная камера, в которой с помощью витоновых колец монтировался интерферометр, откачивалась до давления остаточного газа $10^{-4} - 10^{-5}$ Тор. Система термостабилизации обеспечивала стабильность температуры базы интерферометра порядка 10^{-3} °С.

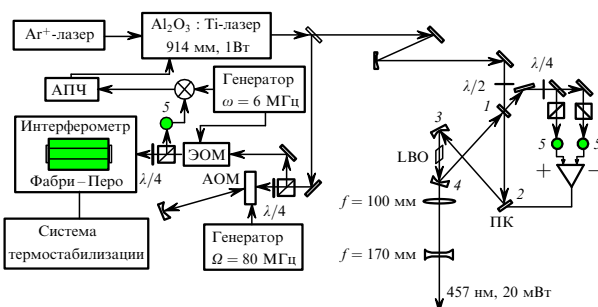


Рис.2. Оптическая схема источника узкополосного излучения с $\lambda = 457$ нм (1–4 – зеркала, 5 – фотодиоды).



Рис.3. Спектральная плотность возмущений частоты титан-сапфирового лазера при полосе пропускания анализатора спектра СК4-59 100 Гц и максимальном (1) и в 10 раз меньшем (2) коэффициенте усиления в цепи отрицательной обратной связи.

Перестройка интерферометра осуществлялась подачей напряжения на пьезокерамику, к которой было приклеено одно из зеркал интерферометра. Для стабилизации частоты лазера использовался метод боковых полос, развитый в работе [13]. Фазовая модуляция на частоте 6 МГц осуществлялась электрооптическим модулятором (ЭОМ) на основе кристалла танталата лития $LiTaO_3$. Система автоматической подстройки частоты (АПЧ) лазера, состоящая из двух цепей обратной связи – быстрой и медленной – обеспечивала ширину полосы обратной связи порядка 30 кГц.

На рис.3 представлен спектр остаточных возмущений частоты лазера при работе системы АПЧ. Ширина линии лазера $\Delta\nu$ в режиме стабилизации оценивается нами как ~ 15 кГц и в основном ограничивается стабильностью самого интерферометра Фабри – Перо, по которому производится стабилизация частоты. Дальнейшее сужение линии излучения мы связываем с возможным увеличением стабильности опорного интерферометра и расширением полосы системы АПЧ с использованием внутрирезонаторного электрооптического модулятора.

2.2. ГВГ в кристалле LBO

Эффективная ГВГ излучения непрерывного титан-сапфирового лазера с $\lambda = 914$ нм возможна в кристаллах LBO, ВВО, $LiIO_3$, $KNbO_3$. Наиболее перспективным для этих целей является кристалл ниобата калия ($KNbO_3$), в котором возможен 90° -ный не критический синхронизм в этой области спектра с коэффициентом преобразования во вторую гармонику, превышающим 10^{-3} Вт $^{-1}$. Однако к моменту выполнения настоящей работы данный кристалл был нам недоступен.

Следя сравнительному анализу, проведенному в работе [12], мы выбрали кристалл трибората лития LBO. Наш выбор объясняется тем, что это негигроскопичный кристалл с наибольшей из доступных нам кристаллов эффективностью преобразования излучения на длине волны 914 нм. Его хорошее оптическое качество и относительно небольшой угол двулучепреломления (в нашем случае $\rho = 11$ мрад) обеспечивают достаточно высокое пространственное качество излучения с $\lambda = 457$ нм.

Преобразование излучения на длине волны 914 нм во вторую гармонику наиболее эффективно при распространении излучения в плоскости XY кристалла с поляризацией, направленной вдоль оси Z. При угле ϕ между волновым вектором k и осью X, равном 23.8° , выпол-

няется условие синхронизма для преобразования первого типа (оое). Для такого преобразования эффективный нелинейный коэффициент определяется по формуле $d_{\text{eff}} = d_{32} \cos \varphi$, и при $d_{32} = (1.17 \pm 0.14)10^{-12}$ м/В [14] $d_{\text{eff}} = (1.07 \pm 0.13)10^{-12}$ м/В. Для расчета эффективности преобразования и оптимальной фокусировки излучения в кристалле были использованы результаты, полученные в работе [15]. При оптимальной фокусировке излучения в кристалле эффективность преобразования во вторую гармонику

$$\gamma = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}^2} = \frac{2\omega^2 d_{\text{eff}}^2 k_{\omega} L h_m}{\pi c^3 \varepsilon_0 n^3} \frac{1}{n}, \quad (1)$$

где L – длина кристалла; ω – круговая частота излучения; c – скорость света; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; n – коэффициент преломления кристалла; h_m – безразмерный множитель, определяющий уменьшение эффективности из-за пространственного разделения излучений первой и второй гармоники в кристалле. Множитель $1/n$ в выражении (1) связан с уменьшением эффективности при падении излучения на кристалл под углом Брюстера вследствие уменьшения интенсивности в кристалле по сравнению со случаем нормального падения. Это уменьшение связано с расширением пучка в тангенциальной плоскости [12]. При параметре двулучепреломления $B = \frac{1}{2} \rho(\omega n L / c)^{1/2} = 1.99$ и длине кристалла $L = 1$ см множитель $h_m = 0.33$, а оптимальный радиус перетяжки излучения в кристалле $w_0 = 24$ мкм. Расчетная эффективность преобразования $\gamma = (7 \pm 1.7) \times 10^{-5}$ Вт $^{-1}$.

Были проведены эксперименты по определению эффективности преобразования в кристалле LBO. Геометрия кристалла ($3 \times 3 \times 10$ мм) обеспечивала падение излучения на его поверхность под углом Брюстера и распространение излучения внутри кристалла под углом $\sim 23^\circ$ к оси в кристаллической плоскости XY. Излучение титан-сапфирового лазера мощностью 400 мВт фокусировалось в кристалл линзой с фокусным расстоянием $f = 100$ мм. При такой фокусировке размер перетяжки в кристалле был приблизительно равен оптимальному. Мощность излучения на длине волны 457 нм составляла примерно 10 мкВт. Измеренная эффективность преобразования во вторую гармонику $\gamma_{\text{ex}} = (5.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$ Вт $^{-1}$, что неплохо согласуется с расчетным значением.

Для увеличения интенсивности излучения на длине волны 457 нм нелинейный кристалл LBO помещался во внешний кольцевой резонатор (см. рис.2), обеспечивающий 35-кратное увеличение интенсивности излучения основной гармоники в кристалле. В нашем случае его добротность ограничивалась потерями на зеркалах и поверхностях кристалла, которые мы оценили в 2.7% за полный обход резонатора. Резонатор, состоящий из двух плоских (1, 2) и двух сферических (3, 4) зеркал с радиусами кривизны $R = 100$ мм, был сконструирован для оптимальной ($w_0 = 24$ мкм) фокусировки излучения титан-сапфирового лазера в кристалле. Общая длина обхода резонатора составила 130 см.

Излучение титан-сапфирового лазера вводилось в резонатор через зеркало 1 с $T = 3\%$. Согласование гауссовой моды резонатора с лазерным пучком осуществлялось с помощью сферического зеркала с $R = 2$ м. Излучение второй гармоники выводилось из резонатора через дихроичное зеркало 4, которое имело коэффици-

ент пропускания $T < 0.1\%$ на $\lambda = 914$ нм и высокий коэффициент пропускания $T \sim 90\%$ на $\lambda = 457$ нм. Сферическая линза с $f = 100$ мм использовалась для коллимации пучка второй гармоники, а цилиндрическая линза с фокусным расстоянием $f = 170$ мм – для коррекции его астигматизма, связанного с эффектом сноса второй гармоники в кристалле LBO.

Система автоматической подстройки длины (АПД) резонатора обеспечивала совпадение центра одной из полос его пропускания с частотой излучения титан-сапфирового лазера. Поляризационный метод Хэнша–Квиллода [16] использовался для получения сигнала ошибки, необходимого для работы АПД резонатора. Небольшой ($\sim 5^\circ$) угол между плоскостью поляризации входного излучения лазера и плоскостью резонатора, необходимый при использовании поляризационного метода, задавался с помощью фазовращающей пластинки $\lambda/2$.

Динамические характеристики системы АПД резонатора позволили получить полосу отработки возмущений, равную ~ 30 кГц. Пульсации мощности излучения на длине волны 457 нм в режиме АПД резонатора не превышали 5%. При мощности излучения титан-сапфирового лазера на входе в резонатор 600 мВт выходная мощность излучения второй гармоники была равна 20 мВт, что хорошо согласуется с расчетным значением при эффективности преобразования $\gamma_{\text{ex}} = (5.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$ Вт $^{-1}$ и внутррезонаторных потерях 2.7%.

Мощность излучения на длине волны 457 нм может быть увеличена с уменьшением внутррезонаторных потерь. Например, аналогичный резонатор, описанный в работе [12], имел потери 0.7%. Для нашего случая это означало бы более чем пятикратное увеличение мощности второй гармоники. К сожалению, необходимые для реализации этой возможности зеркала с малыми потерями нам недоступны. Другим вариантом увеличения мощности второй гармоники является применение наиболее эффективного в этой области спектра нелинейного кристалла KNbO $_3$.

2.3. Спектроскопия интеркомбинационного перехода $^1S_0 - ^3P_1$ атома Mg

Ширина линии созданного нами источника излучения на длине волны 457 нм определяется стабильностью полосы пропускания интерферометра Фабри–Перо и точностью привязки к ней частоты титан-сапфирового лазера. При оценке стабильности интерферометра мы ориентировались на результаты нашей предыдущей работы [17], в которой по сигналу биений двух Ag $^+$ -лазеров стабильность их полос пропускания была оценена в 20 кГц. Лазеры стабилизировались по независимым интерферометрам, аналогичным по конструкции применяемому в настоящей работе. Погрешность привязки частоты титан-сапфирового лазера к полосе пропускания интерферометра была оценена по сигналу ошибки в цепи обратной связи системы АПЧ и не превышала 10 кГц. С учетом этих значений оценка ширины линии излучения давала $\Delta\nu \leq 30$ кГц.

Наиболее достоверная информация о ширине линии и работоспособности созданного источника излучения может быть получена в эксперименте по спектроскопии сверхвысокого разрешения. Нами был проведен эксперимент по наблюдению резонансов Рамси в разнесенных оптических полях на переходе $^1S_0 - ^3P_1$ атомов магния. Упрощенная схема уровней атома магния представлена

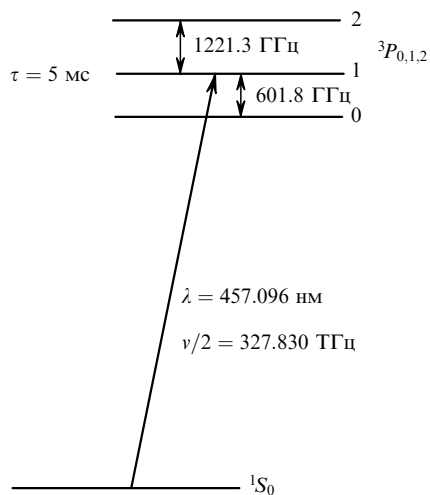


Рис.4. Схема уровней Mg.

на рис.4. Большое время жизни верхнего уровня 3P_1 , равное 5.1 мс, дает возможность разносить оптические поля на значительное расстояние, что позволяет получить высокое спектральное разрешение при наблюдении резонансов в этих полях. На рис.5 представлена схема эксперимента по наблюдению резонансов Рамси в разнесенных лазерных полях.

Магниевый пучок формировался эффузией атомов магния из источника с отверстием диаметром 0.8 мм в вакуумную камеру. Давление паров магния в источнике определялось температурой его самой холодной стенки; температура контролировалась термопарой и стабилизировалась системой термостабилизации. Рабочая температура была равна 510 °С, что соответствует давлению паров магния ~0.1 Тор. Расстояние от источника пучка до области взаимодействия его с лазерными полями составило ~50 см. Непосредственно перед областью взаимодействия атомный пучок коллимировался диафрагмой диаметром 5 мм. Плотность атомов в пучке в области взаимодействия оценивалась примерно в 10^8 см^{-3} , а поток атомов через область взаимодействия с лазерными полями составлял $\sim 10^{12}$ ат./с. Вакуумная камера откачивалась диффузионным и магниторазрядным насосами до давления остаточного газа $\sim 10^{-6}$ Тор.

Лазерное излучение заводилось в вакуумную камеру через плоскопараллельные просветленные кварцевые

окна. Для создания необходимой конфигурации четырех параллельных лазерных пучков использовалась оптическая система из двух отражателей типа «кошачий глаз». Каждый отражатель, состоящий из двухлинзового объектива с $f = 30$ см и расположенного в его фокусе плоского зеркала, предварительно настраивался. Настройка обеспечивала параллельность лазерных пучков с погрешностью $\sim 10^{-5}$ рад.

Оптическая система юстировалась таким образом, чтобы оптические оси отражателей были параллельны друг другу и перпендикулярны атомному пучку. Изменяя расстояние между оптическими осями отражателей и положение входного лазерного пучка, можно было изменять как расстояние l между парами однонаправленных лазерных пучков, так и расстояние d между лазерными пучками в паре. В нашем эксперименте расстояние l определялось апертурой оптических окон вакуумной камеры и было равно 3 см. Расстояние d , определяющее ширину резонансов Рамси, выбиралось нами равным ~ 3 мм, при этом ширина резонансов Рамси должна составлять ~ 30 кГц. Диаметры лазерных пучков в области взаимодействия были равны $2w_0 \sim 1$ мм при мощности излучения ~ 5 мВт.

В эксперименте регистрировался сигнал люминесценции магниевый пучка после взаимодействия с лазерными полями. Этот сигнал пропорционален населенности верхнего уровня 3P_1 . Так как время жизни уровня 3P_1 $\tau = 5.1 \cdot 10^{-3}$ с, то сигнал люминесценции может регистрироваться на значительном расстоянии от области взаимодействия. Сигнал люминесценции пучка уменьшается в 2.7 раза на расстоянии $\langle v \rangle \tau \approx 4$ м ($\langle v \rangle$ – скорость атомов в пучке).

В нашем эксперименте сигнал люминесценции возбужденного пучка атомов магния регистрировался ФЭУ на расстоянии ~ 1 м от области взаимодействия. Система сбора сигнала люминесценции обеспечивала регистрацию $\sim 1/100$ части фотонов люминесценции с квантовым выходом $\eta \sim 0.15$. Разнесение областей возбуждения и регистрации позволило существенно уменьшить «подкладку» в сигнале, связанную с рассеянным лазерным излучением, и увеличить отношение сигнал/шум.

На рис.6 представлена первая производная от контура линии поглощения на переходе $^1S_0 - ^3P_1$ в разнесенных оптических полях. Для записи сигнала частота излучения модулировалась на частоте модуляции $f_m = 182$ Гц с

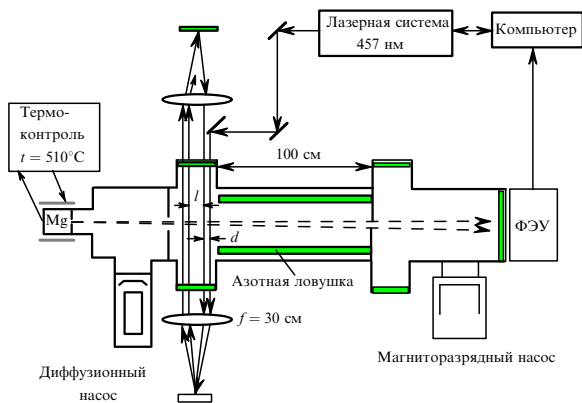


Рис.5. Схема эксперимента по наблюдению резонансов Рамси в пучке атомов магния.

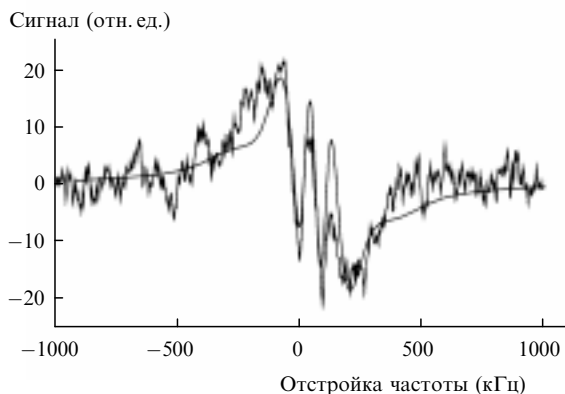


Рис.6. Форма линии поглощения при взаимодействии излучения с $\lambda = 457$ нм с атомным пучком в геометрии четырех разнесенных полей при постоянной интегрирования синхронного детектора $\tau = 3$ с, а также расчетная форма линии (сплошная линия без шумов).

амплитудой 30 кГц. Сигнал с ФЭУ детектировался синхронным детектором. Выходной сигнал синхронного детектора записывался в зависимости от отстройки частоты лазерного излучения.

Для анализа результатов эксперимента мы воспользовались качественной теорией взаимодействия четырех разнесенных полей с атомным пучком. Сигнал люминесценции, регистрируемый в нашем эксперименте, пропорционален населенности уровня 3P_1 после взаимодействия пучка атомов Mg с разнесенными оптическими полями. Населенность верхнего уровня определяется выражением

$$N \propto \int_{v_{\perp}=0}^{\infty} \int_{v_{\parallel}=-\infty}^{\infty} F(v_{\perp}, v_{\parallel}) \left\{ A_{\pm} \left(\frac{\Delta w_0}{v_{\perp}} \right) \times \cos \left[\frac{(\Delta \pm \delta) 2d}{v_{\perp}} + \varphi_L \right] + A_{nc}(\Delta) \right\} dv_{\perp} dv_{\parallel}, \quad (2)$$

где $\Delta = \omega - \omega_0$ – отстройка частоты излучения относительно невозмущенного перехода; $\delta = \hbar k^2 / 2m \approx 2\pi(40 \times 10^3) \text{ с}^{-1}$ – частота отдачи; k – волновое число; $F(v_{\perp}, v_{\parallel})$ – функция распределения атомов в пучке по скоростям в поперечном и продольном по отношению к лазерному излучению направлениях; w_0 – радиус каустики лазерного излучения; $A_{\pm}(\Delta w_0 / v_{\perp})$ – огибающая функция с характерной шириной, равной обратному времени пролета атомов через лазерный пучок; $\varphi_L = \varphi_2 - \varphi_1 + \varphi_4 - \varphi_3$ – фазовый член, определяющий относительные фазы четырех лазерных полей; $A_{nc}(\Delta)$ – функция, описывающая некогерентную часть взаимодействия излучения с атомным пучком.

После интегрирования по скоростному распределению атомов в пучке некогерентная часть описывает контур линии с шириной, равной остаточному доплеровскому уширению, $k\langle v \rangle \theta$ (θ – угол расходимости атомного пучка). Провал в центре этого контура имеет характерную ширину, равную обратному времени пролета атомов через лазерный пучок $\sim \langle v \rangle / w_0$. В случае эффузионного пучка с широким скоростным распределением когерентная часть взаимодействия описывает два контура с характерными ширинами, равными половине обратного времени пролета атомов между полями в паре однонаправленных лазерных полей $\langle v \rangle / 2d$. Эти два контура соответствуют дублету отдачи.

Выражение (2) только качественно описывает форму сигнала в приближении отсутствия релаксации при пролете атомов через зону взаимодействия со световыми полями. Точная форма сигнала может быть вычислена с использованием теории, развитой в работе [18].

На рис.6 сплошной линией представлена первая производная от контура линии поглощения, рассчитанная с использованием выражения (2) для экспериментальных значений параметров d , w_0 и пробной модуляции частоты лазера, равной 30 кГц. Экспериментально наблюдаемая форма линии качественно совпадает с расчетной. В эксперименте был разрешен дублет отдачи с расстоянием между компонентами, равным 80 кГц. Сравнение экспериментальной формы линии с расчетной позволяет сделать вывод, что разрешающая способность нашего лазерного спектрометра не хуже 30 кГц и, соответственно, ширина линии излучения на длине волны 457 нм $\Delta\nu \leq 30$ кГц.

3. Выводы

Результатом работы является создание узкополосного перестраиваемого источника излучения на длине волны 457 нм для спектроскопии атома магния на основе титан-сапфирового лазера с последующим удвоением частоты его излучения во внешнем резонаторе с нелинейным кристаллом LBO. Ширина линии излучения источника $\Delta\nu \leq 30$ кГц при мощности излучения ~ 20 мВт. Эксперименты по наблюдению резонансов Рамси в разнесенных оптических полях с разрешением ~ 30 кГц продемонстрировали возможность применения этого источника для спектроскопии сверхвысокого разрешения атома магния. Мощность излучения источника может быть существенно увеличена при использовании более эффективного нелинейного кристалла ниобата калия KNbO₃. Для уменьшения ширины линии излучения $\Delta\nu$ до менее 1 кГц мы планируем использовать новый высокостабильный интерферометр Фабри–Перо с резкостью $F \sim 10^4$ из ситалла с высококачественными зеркалами и быстродействующую систему стабилизации частоты с рабочей полосой свыше 300 кГц на основе внутррезонаторного фазового электрооптического модулятора.

Необходимо отметить, что при использовании мощного непрерывного Nd:YVO₄/LBO-лазера ($\lambda = 532$ нм) для накачки лазера на титан-сапфире созданная система будет представлять собой полностью твердотельную лазерную систему. Возможность получения с ее помощью узкополосного непрерывного и перестраиваемого по частоте лазерного излучения в диапазонах 0.7–1.1 и 0.35–0.55 мкм при удвоении частоты в нелинейных кристаллах делает эту систему уникальной для спектроскопии сверхвысокого разрешения атомов и молекул.

Авторы выражают благодарность А.М.Юркину, Н.А.Пыльневой, И.А.Лисовой (ЗАО «Сибирский монокристалл–ЭКСМА») за изготовление кристаллов LBO.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 96-02-05854 и № 99-02-17141).

1. Sterr U., Sengstok K., Muller J.H., Bettermann D., Ertmer W. *Appl.Phys.B*, **54**, 341 (1992).
2. Sterr U., Sengstok K., Muller J.H., Bettermann D., Ertmer W. *Appl.Phys.B*, **56**, 62 (1993).
3. Sengstok K., Sterr U., Muller J.H., Rieger V., Bettermann D., Ertmer W. *Appl.Phys.B*, **59**, 99 (1994).
4. Morinaga A., Riehle F. et al. *Appl.Phys.B*, **48**, 165 (1989).
5. Morinaga A., Riehle F., Ishikawa J., Helmcke J. *IEEE Trans. Instrum.Meas.*, **38**, 524 (1989).
6. Ito N., Ishikawa J., Morinaga A. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **8**, 1388 (1991).
7. Strumia F. *Metrologia*, **8**, 85 (1972).
8. Godone A., Bava E., Giusfredi G., Novero C., Wang Yu-Zhu. *Optics Comms*, **59**, 263 (1986).
9. Beverini N., De Pascalis S., Maccioni E., Pereira D., Strumia F., Vissani G., Wang Y.Z., Novero C. *Optics Letts*, **14**, 350 (1989).
10. Godone A., Novero C. *Metrologia*, **30**, 163 (1993).
11. Sterr U., Sengstok K., Ertmer W., Riehle F., Helmcke J. In: *Atom interferometry* (San Diego, Academic Press, 1997, p.293).
12. Bourzeix S., Plimmer M.D. et al. *Optics Comms*, **99**, 89 (1993).
13. Drever R.W.P., Hall J.L., Kowalski F.V., Hough J., Ford G.M., Munley A.J., Ward H. *Appl.Phys.B*, **31**, 97 (1983).
14. Данные поставщика кристалла LBO «Siberian Single Crystal–ЭКСМА».
15. Boyd G.D., Kleinman D.A. *J.Appl.Phys.*, **39**, 3597 (1968)
16. Hansch W., Couillaud B. *Optics Comms*, **35**, 441 (1980).
17. Chebotayev V.P., Goldort V.G., Goncharov A.N., Ohm A.E., Skvortsov M.N. *Metrologia*, **27**, 61 (1990).
18. Borde' Ch. J., Salomon Ch., Avrillier S., van Lerberghe A., Breant Ch., Bassi D., Scoles G. *Phys.Rev.A*, **30**, 1836 (1984).