

Компактный акустооптический модулятор, работающий в чистом режиме дифракции Рамана – Ната, как фазовый модулятор в ЧМ спектроскопии

В.Н.Барышев, В.М.Епихин

Сообщается о создании нового образца акустооптического модулятора АОМ-РН, функционирующего исключительно в режиме дифракции Рамана–Ната и используемого в качестве внешнего фазового модулятора в методе оптической гетеродинной ЧМ спектроскопии для быстрой и широкополосной частотной автоподстройки диодных лазеров. Конструкция АОМ-РН существенно упрощена, и его размеры минимизированы за счет уменьшения почти на порядок, по сравнению с существующими АОМ, длины акустооптического взаимодействия и отказа от электронного согласующего устройства. Метод ЧМ спектроскопии с использованием АОМ-РН позволяет детектировать как поглощающие, так и дисперсионные свойства исследуемых оптических резонансов, что показано на примере резонансов насыщенного поглощения в парах атомов цезия. Экспериментально показана возможность детектирования резонансов когерентного пленения населенностей с помощью ЧМ спектроскопии и АОМ-РН в качестве внешнего фазового модулятора.

Ключевые слова: диодный лазер, метод оптической гетеродинной ЧМ спектроскопии, акустооптический модулятор, дифракция Рамана–Ната, резонансы когерентного пленения населенностей (КПН-резонансы).

1. Введение

В работе [1] был представлен новый способ частотной стабилизации диодного лазера с внешним резонатором, не требующий непосредственной модуляции тока инжекции. Метод оптической гетеродинной спектроскопии (ФМ, frequency modulation spectroscopy), или метод подстройки по частотно-модулированным (ЧМ) боковым составляющим, в котором в качестве внешнего фазового модулятора используется акустооптический модулятор (АОМ), функционирующий в режиме дифракции Рамана – Ната, был применен для получения сигналов ошибки при частотной автоподстройке диодного лазера к резонансам насыщенного поглощения внутри D₂-линии атома цезия. В настоящее время для получения сигналов ошибки в экстремально высокоскоростных петлях электронной обратной связи широко используется техника ЧМ спектроскопии [2–4] с электрооптическим модулятором (ЭОМ) в качестве внешнего фазового модулятора.

Как следует из работы [1], применение АОМ в качестве внешнего фазового модулятора в ЧМ спектроскопии имеет ряд преимуществ по сравнению со случаем, когда в качестве фазового модулятора используется ЭОМ. Главное из них состоит в возможности получения сигналов ошибки с нужным наклоном их линейного центрального участка в широком частотном диапазоне, что достигается всего лишь простым варьированием частоты усиленного сигнала опорного ВЧ-генератора, пода-

ваемого на АОМ, без изменения его мощности. Само же значение этой мощности, достаточной для того, чтобы отношение интенсивностей дифрагированных лучей первого и нулевого порядков составляло несколько процентов, не превышало 100 мВт. Существующие ЭОМ, вообще говоря, не генерируют ЧМ спектр в чистом виде, что приводит к необходимости контроля состояния поляризации входного и выходного пучков с целью устранения остаточного амплитудного шума. Отсутствие необходимости такого контроля в случае использования АОМ упрощает экспериментальную конструкцию.

В данной статье мы сообщаем о создании АОМ-РН – нового образца акустооптического модулятора с двухмиллиметровой длиной акустооптического взаимодействия, спроектированного для работы в чистом режиме дифракции Рамана – Ната и примененного в качестве внешнего фазового модулятора в методе ЧМ боковых составляющих при частотной автоподстройке диодного лазера к оптическим резонансам. Характер зависимости величины фототока сигнала биений и амплитуды сигнала ошибки от длины акустооптического взаимодействия позволил сделать вывод о возможности значительного упрощения конструкции АОМ-РН и минимизации его размеров главным образом за счет уменьшения почти на порядок (по сравнению с существующими АОМ) длины акустооптического взаимодействия.

С помощью метода ЧМ спектроскопии с АОМ-РН в качестве внешнего фазового модулятора нами получены сигналы ошибки, соответствующие узким резонансам когерентного пленения населенностей (КПН).

2. Теоретическое обоснование

Применение АОМ в режиме дифракции Рамана – Ната в качестве фазового модулятора в ЧМ оптической гетеродинной спектроскопии [2, 3] представляется целесоо-

В.Н.Барышев, В.М.Епихин. ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Россия, Московская обл., 141570 Менделеево; e-mail: baryshev@aspnet.ru, epikvm@mail.ru

бразным, поскольку в режиме слабого возбуждения АОМ вследствие фазовой модуляции его выходной спектр может состоять из интенсивной несущей и двух слабых боковых составляющих, соответствующих первому порядку дифракции и находящихся в противофазе.

Режим дифракции Рамана–Ната детально описан в литературе (см., напр., [5]). Синусоидальная акустическая волна с длиной L и частотой Ω , распространяющаяся в монокристалле со скоростью v_s , вызывает периодические сжатия и разрежения среды, что приводит к увеличению или к уменьшению показателя преломления n по сравнению с его первоначальным средним значением n_0 . Электрическое поле E_1 световой волны, падающей на монокристалл под прямым углом к оси акустического пучка шириной L (длина области акустооптического взаимодействия), после ее прохождения через АОМ описывается формулой

$$E_1(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{N=-\infty}^{\infty} J_N(\Delta\Phi) \exp[i(\omega + \Omega)\tau] + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

где индекс модуляции $\Delta\Phi$ равен $(2\pi L/\lambda_0)\Delta n$ – амплитуде модуляции фазы волны, вызванной переменной частью Δn показателя преломления; λ_0 – длина световой волны в вакууме; ω – частота несущей. Зависимость амплитуд колебаний несущей и боковых частот от набега фазы $\Delta\Phi$ дается функциями Бесселя $J_N(\Delta\Phi)$.

Амплитуда изменения показателя преломления Δn пропорциональна корню квадратному из интенсивности звуковой волны $I_s = P_s/(LH)$, где H – ширина области акустооптического взаимодействия или диаметр светового пучка; P_s – мощность звука. Таким образом, амплитуда модуляции фазы световой волны будет пропорциональна корню квадратному из длины акустооптического взаимодействия:

$$\Delta\Phi = (2\pi L/\lambda_0)\Delta n \sim L^{1/2}. \quad (2)$$

Например, в случае кристалла TeO_2 [6] (с параметрами: $n = 2.367$, $v_s = 4.2$ км/с, плотность $\rho = 6.0 \times 10^3$ кг/м³, фотоупругая постоянная $p = 0.24$) для $\lambda_0 = 850$ нм, $P_s = 40$ мВт и ширины области акустооптического взаимодействия $H = 2$ мм согласно [7]: $\Delta\Phi = (2\pi L/\lambda_0)\Delta n = (2\pi L/\lambda_0)(n_0^3 p/2)(2I_s/\rho v_s^3)^{1/2} = 0.47$ рад при $L = 15$ мм и $\Delta\Phi = 0.16$ рад при $L = 2$ мм.

Последний пример ($\Delta\Phi = 0.16$ рад при $L = 2$ мм) соответствует выбранным нами в дальнейшем параметрам АОМ-РН, разработанному для работы в чистом режиме дифракции Рамана–Ната, и следовательно, правомерно полагать, что $\Delta\Phi \ll 1$, $J_0(\Delta\Phi) \simeq 1$, $J_{\pm 1}(\Delta\Phi) = \pm \Delta\Phi/2$, а амплитуды боковых составляющих более высоких порядков пренебрежимо малы. Таким образом, спектр оптического излучения, прошедшего через АОМ, функционирующий в режиме дифракции Рамана–Ната, будет состоять из интенсивной несущей на частоте ω и двух слабых боковых составляющих с частотами $\omega \pm \Omega$ и амплитудами $|E_0(\Delta\Phi/2)|$, расходящихся под углом $\vartheta_1 = \pm(\lambda/L)$ симметрично относительно оси падающего светового пучка.

Оптический пучок затем проходит через среду длины l , у которой коэффициент поглощения α и коэффициент преломления n , описывающий дисперсию волны, есть функции оптической частоты. С учетом амплитудного затухания $\delta_N = \alpha_N l/2$ и фазового сдвига $\phi_N = n_N l(\omega +$

$N\Omega)/c$ (здесь индекс $N = -1, 0, 1$ обозначает величины для частот $\omega - \Omega$, ω и $\omega + \Omega$ соответственно), испытываемого каждой из частотных компонент, мы придем к аналогичному определенному в [2, 3] выражению для интенсивности света $I_2(t) = c|E_2(t)|^2/8\pi$, регистрируемой фотодетектором:

$$I_2(t) = \frac{c|E_2|^2}{8\pi} = \frac{cE_0^2}{8\pi} e^{-2\delta_0} [1 + (\delta_{-1} - \delta_1) \times \Delta\Phi \cos \Omega t + (\phi_1 + \phi_{-1} - 2\phi_0)\Delta\Phi \sin \Omega t], \quad (3)$$

где амплитуда $\cos \Omega t$ -компоненты сигнала биений пропорциональна разности амплитудных затуханий на частотах боковых составляющих, тогда как амплитуда $\sin \Omega t$ -компоненты пропорциональна разности фазового сдвига несущей и среднего фазового сдвига, испытываемого боковыми составляющими. Нулевой сигнал биений является следствием фазовой модуляции света и результатом полной компенсации ВЧ сигнала биений вышележащей по частоте составляющей и несущей сигналом биений нижележащей боковой составляющей и несущей.

Фототок сигнала биений на фотодетекторе будет пропорционален индексу модуляции $\Delta\Phi$, а значит, как это следует из (2), пропорционален $L^{1/2}$. Уменьшение длины акустооптического взаимодействия на порядок приводит к падению величины сигнала биений втрое. В принципе, оно может быть компенсировано увеличением оптической мощности, поскольку величина сигнала биений пропорциональна среднему геометрическому интенсивностей несущей и какой-либо из боковых составляющих, т. е. пропорциональна $E_0^2 \Delta\Phi$.

Дисперсной средой длины l , через которую проходит ЧМ оптическое излучение, в нашем эксперименте является ячейка с насыщенными парами атомов цезия. Опрашиваемыми переходами являются резонансы насыщенного поглощения D_2 - линии атомов цезия в поле встречных волн, одна из которых, насыщающая поглощение, имеет частоту несущей ω , а пробное поле образуется выходным излучением АОМ, состоящим из трех пучков, соответствующих несущей и ближайшим боковым составляющим ± 1 -го дифракционного порядка с частотами $\omega \pm \Omega$. Резонансное поглощение на частоте ω_0 проявляется в случае, когда насыщающий пучок взаимодействует с атомами, находящимися в резонансе с полем любой из двух боковых составляющих. Ситуация, когда атомы с ненулевой проекцией скорости на направление насыщающего пучка (V_z) находятся в резонансе с пробным полем верхней боковой составляющей, показана на рис.1. Для этой группы атомов частота резонанса с учетом доплеровской отстройки

$$\omega_0 = (\omega + \Omega)(1 - V_z/c), \quad (4)$$

где c – скорость света. Для этой же группы атомов при резонансном взаимодействии со встречным насыщающим полем несущей частота резонанса

$$\omega_0 = \omega(1 + V_z/c). \quad (5)$$

Учитывая, что $\Omega \ll \omega$, из (4) и (5) получаем $\omega = \omega_0 - \Omega/2$. Для случая, когда пробное излучение формируется нижней по частоте боковой составляющей, частота несущей $\omega = \omega_0 + \Omega/2$. Итак, согласно (3), сигнал биений, а значит

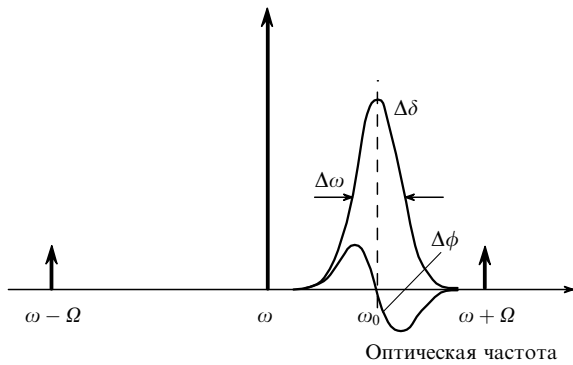


Рис.1. Спектр оптического излучения, прошедшего через АОМ-РН, и иллюстрация ЧМ спектроскопии в конфигурации насыщенного поглощения при опросе резонансной линии с частотой ω_0 и шириной $\Delta\omega$ верхней по частоте боковой составляющей.

и сигнал ошибки, соответствующие поглощению, будут содержать два резонанса с противоположными по знаку амплитудами, разнесенными по частоте на величину $2\Omega/2$.

3. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1 в работе [1]. Диодные лазеры с внешним резонатором (ДЛВР) обеспечивали перестраиваемое одночастотное излучение на длине волны 851 нм. В качестве модулятора в этой работе использовался АОМ «Isomet» 1205-C2 с центральной рабочей частотой 80 МГц и шириной полосы модуляции 30 МГц, на который подавался управляющий ВЧ сигнал мощностью 40 мВт с частотой, варьируемой в пределах 10–40 МГц, гораздо большей, чем естественная ширина (5 МГц) переходов в сверхтонкой структуре D_2 -линии атомов цезия.

АОМ 1205-C2 предназначен для работы в режиме брэгговского отклонения на частотах, существенно больших тех, на которых нами были получены сигналы ошибки. Дифракционные свойства и характеристики АОМ в нужном нам интервале частот 10–40 МГц лежат в промежуточной области между двумя предельными случаями функционирования в чисто раман-натовском или чисто брэгговском режиме дифракции. Согласно [8], предельные условия определяются безразмерным параметром Кляйна–Кука $Q = 2\pi L\lambda/\Lambda^2$, где λ и Λ – длины волн оптического и акустического излучений соответственно. Область $Q < 0.3$ соответствует случаю дифракции Рамана–Ната, а режим дифракции Брэгга является доминирующим при $Q > 4\pi$. Оценки для АОМ 1205-C2 дают следующие значения: $Q = 3.1$ для $\Omega = 40$ МГц и $Q = 0.75$ для $\Omega = 20$ МГц.

Если АОМ находится в смешанном режиме дифракции и не производит частотно-модулированный спектр в чистом виде, как это должно происходить вследствие фазовой модуляции в режиме дифракции Рамана–Ната, то небольшой дисбаланс амплитуд боковых составляющих или изменение их относительного фазового сдвига может привести к тому, что на фотодетекторе сумма сигналов биений каждой из боковых составляющих с несущей не обнуляется, что, в свою очередь, вызывает ненулевой фоновый уровень сигнала ошибки, а также дополнительный амплитудный шум.

Чтобы избежать этих проблем и получить на выходе АОМ частотно-модулированный спектр, нами разрабо-

тан и изготовлен АОМ-РН, предназначенный для работы исключительно в режиме дифракции Рамана–Ната. Такой модулятор имеет центральную рабочую частоту ~ 30 МГц и ширину полосы модуляции ~ 20 МГц, длина акустооптического взаимодействия равна 2 мм.

Для нового АОМ-РН параметр Q составляет 0.41 и 0.1 при частотах модуляции 40 МГц и 20 МГц соответственно. При таких значениях Q режим Рамана–Ната оказывается доминирующим, и брэгговское отклонение входного оптического излучения главным образом в какой-либо первый порядок дифракции более не наблюдается даже при отклонении входного пучка от направления нормального падения на углы, сравнимые с углом Брэгга. При той же мощности (40 мВт) ВЧ сигнала, подаваемого на АОМ, нулевой фоновый уровень достигался для всех внутридоплеровских резонансов без ощутимой потери в амплитуде по сравнению с теми сигналами, что были получены, когда использовался АОМ 1205-C2.

Светозвукопровод АОМ-РН представляет собой призму из монокристалла TeO_2 с примерными размерами $5 \times 5 \times 5$ мм. В качестве пьезопреобразователя продольной ультразвуковой волны (УЗВ) использована пластина из монокристаллического LiNbO_3 , приклеенная к акустической плоскости светозвукопровода. Толщина пластины соответствует резонансной частоте 30 МГц. Согласующее устройство является трансформатором импедансов пьезопреобразователя и ВЧ тракта (50 Ом) и обеспечивает работу АОМ-РН в полосе частот 20–40 МГц.

Поскольку мощность подаваемого на АОМ ВЧ сигнала, требуемая для получения достаточных для ЧМ спектроскопии отношений мощностей боковых составляющих и несущей $P_{\pm 1}/P_0$, оказалась малой величиной (~ 40 мВт), мы попытались обойтись без электронного согласующего устройства. Те же 40 мВт ВЧ мощности подавались непосредственно на пьезопреобразователь через радиочастотный кабель. Для одного из экспериментальных образцов были проведены измерения коэффициента стоячей волны (КСВ) на частоте модуляции 40 МГц, которые показали, что доля мощности ВЧ сигнала, проходящая в пьезопреобразователь (P_s), составляет половину от подводимой ВЧ мощности. Поскольку $\Delta\Phi_s \sim P_s^{1/2}$, то двукратное уменьшение полезной мощности ВЧ сигнала приводит к уменьшению амплитуды сигнала ошибки приблизительно на 30 %, но при этом отказ от согласующего устройства позволяет еще больше сократить размеры АОМ-РН. На рис.2 представлены фото-



Рис.2. Фотографии АОМ 1205-C2 и двух образцов АОМ-РН.

графии АОМ 1205-С2 и двух образцов АОМ-РН с длиной акустооптического взаимодействия 2 мм. Таким образом, уменьшение длины акустооптического взаимодействия и отказ от согласующего устройства позволили значительно уменьшить размеры акустооптического кристалла и габариты самого АОМ, сконструированного для функционирования исключительно в режиме дифракции Рамана–Ната и обеспечивающего нулевой фоновый уровень сигналов ошибки.

4. Результаты и их обсуждение

В экспериментальной конфигурации, типичной для спектроскопии насыщенного поглощения, механизм которого поясняется на рис.1, мы исследовали форму линии сигналов ошибки (рис.3, 4), полученных с использованием АОМ-РН, на соответствие теории ЧМ спектроскопии [2, 3, 4]. Согласно [3], если частота модуляции Ω меньше ширины исследуемой спектральной линии, то амплитуда $\cos \Omega t$ -компоненты сигнала биений пропорциональна производной от коэффициента поглощения, тогда как амплитуда $\sin \Omega t$ -компоненты пропорциональна второй производной от дисперсии. С другой стороны, форма линии сигналов ошибки, соответствующая поглощению или дисперсии, может быть получена непосредственно при правильном выборе соотношения фаз входных сигналов смесителя. Такое соотношение осуществляется в нашем случае варьированием частоты опорного ВЧ генератора, если частота модуляции Ω достаточно велика или ширина резонанса достаточно мала, чтобы исследуемый оптический резонанс опрашивался только единственной изолированной боковой составляющей, как это показано на рис.1. Таким образом, форма линии сигналов ошибки будет существенно зависеть от отношения $2\Omega/\Delta\omega$ – величин частотного интервала между боковыми составляющими, генерируемыми АОМ-РН, и ширины исследуемых в данной работе резонансов насыщенного поглощения и резонансов коге-

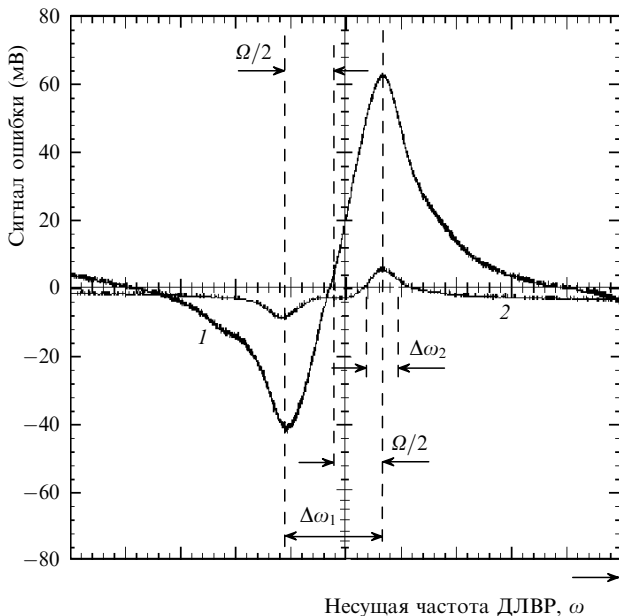


Рис.3. Сигналы ошибки с преобладанием составляющей, соответствующей поглощению, при $\Omega = 25.76$ МГц и двух значениях мощности лазерного излучения перед его входом в АОМ-РН: 7 (1) и 1.75 (2) мВт.

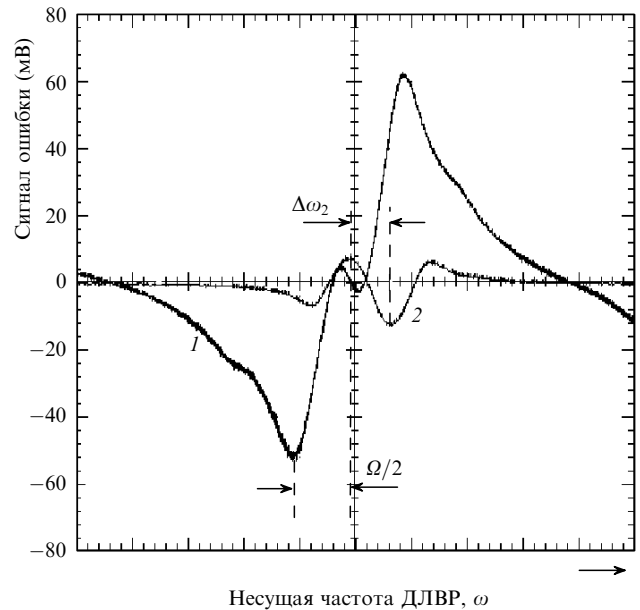


Рис.4. Сигналы ошибки с преобладанием составляющей, соответствующей дисперсии, при $\Omega = 26.02$ МГц и двух значениях мощности лазерного излучения перед его входом в АОМ-РН: 7 (1) и 1.75 (2) мВт. Кривые 1 и 2 чуть смещены относительно друг друга по горизонтальной оси без изменения масштаба (для наглядности).

рентного пленения населенностей. Мы варьировали интенсивность насыщающего и пробного полей, изменяя таким образом отношение $2\Omega/\Delta\omega$ при фиксированной частоте модуляции Ω . Интенсивность насыщающего поля всегда составляла 50 % от интенсивности пробного поля. Для двух разных значений интенсивности пробного излучения сканировалась частота несущей около выделенного резонанса насыщенного поглощения. Параметры насыщения для пробного и насыщающего полей при записи кривых 1 на рис.3, 4 в четыре раза превышают эти параметры для тех же полей при записи кривых 2.

Кривые 2 на рис.3, 4 – это экспериментальные сигналы ошибки с преобладанием составляющих, соответствующих поглощению или дисперсии и определенных в выражении (3). Составляющая, соответствующая поглощению, – это отрицательный сигнал, воспроизводящий форму линии поглощения с шириной $\Delta\omega_2$, когда резонансный переход опрашивается одной из боковых составляющих, а последующий, разнесенный по частоте на $2(\Omega/2)$ положительный сигнал – другой боковой составляющей пробного излучения. Для сигнала 2 отношение $2\Omega/\Delta\omega_2 \approx 6$. Как видно из рис.3, при увеличении параметра насыщения в 4 раза ширина резонанса на полувысоте $\Delta\omega_1$ равна разности частот экстремумов сигнала ошибки 1, имеющего форму производной от поглощения, т.е. частоте модуляции: $\Delta\omega_1 = 2(\Omega/2) = \Omega$. В этом случае отношение $2\Omega/\Delta\omega_1 = 2$. Форма экспериментально полученных сигналов ошибки, соответствующих поглощению, качественно совпадает с теоретически рассчитанной в [3] формой этих сигналов примерно для тех же значений отношения $2\Omega/\Delta\omega$.

Сигнал, соответствующий дисперсии, при малом параметре насыщения (кривая 2, рис.4), содержит три накладываются друг на друга кривые дисперсионного вида, являющиеся результатом последовательного резонансного взаимодействия всех трех составляющих проб-

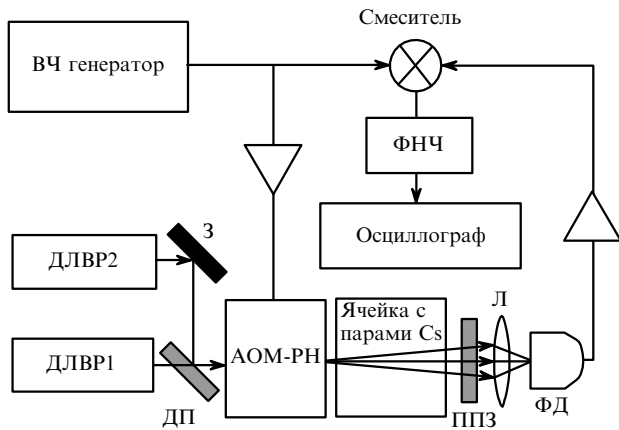


Рис.5. Схема экспериментальной установки для детектирования КПН-резонансов: ДЛВР – диодный лазер с внешним резонатором; ДП – делительная пластинка; Л – линза; ФД – фотодетектор; ФНЧ – фильтр низкой частоты; З – зеркало; ППЗ – полупрозрачное зеркало.

ного излучения.

Далее нами исследованы возможности ЧМ спектроскопии при детектировании узких КПН-резонансов [9] или «темных» резонансов в насыщенных парах цезия. На рис.5 представлена схема экспериментальной установки, которая была использована для получения сигналов ошибки, соответствующих КПН-резонансам в магнитно-незранированной ячейке с насыщенными парами цезия без буферного газа при комнатной температуре.

Две распространяющиеся в одном направлении, одинаково линейно поляризованные и совмещенные в пространстве световые волны от двух независимых лазеров ДЛВР1 и ДЛВР2 связывают оба сверхтонких подуровня основного состояния с общим возбужденным сверхтонким подуровнем (рис.6). Несущая частота излучения ДЛВР2 фиксирована вблизи перехода $6S_{1/2}, F = 3 \leftrightarrow 6P_{3/2}, F' = 4$, а несущая частота излучения ДЛВР1 ω_{dl1} сканируется по доплеровской контуре, соответствующему переходу $6S_{1/2}, F = 4 \leftrightarrow 6P_{3/2}, F' = 3, 4, 5$. Сканирование частоты осуществляется подачей пилообразного напряжения на пьезокерамический преобразователь, который контролирует длину внешнего резонатора лазера. Кривая 1 на рис.7 – это сигнал ошибки, соответствующий насыщенному поглощению, когда полупрозрачное зеркало (ППЗ) формирует встречное насыщающее излучение.

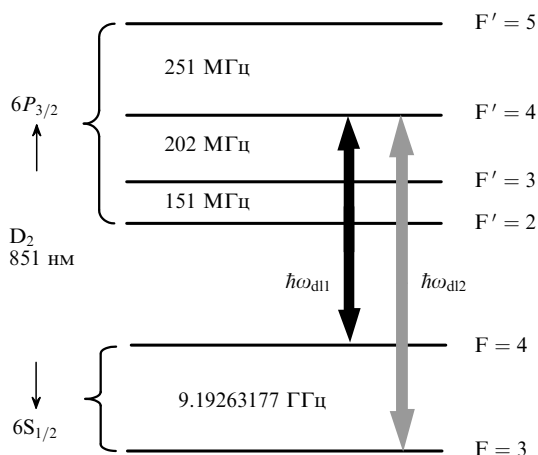


Рис.6. Схема энергетических уровней D_2 -линии атома цезия.

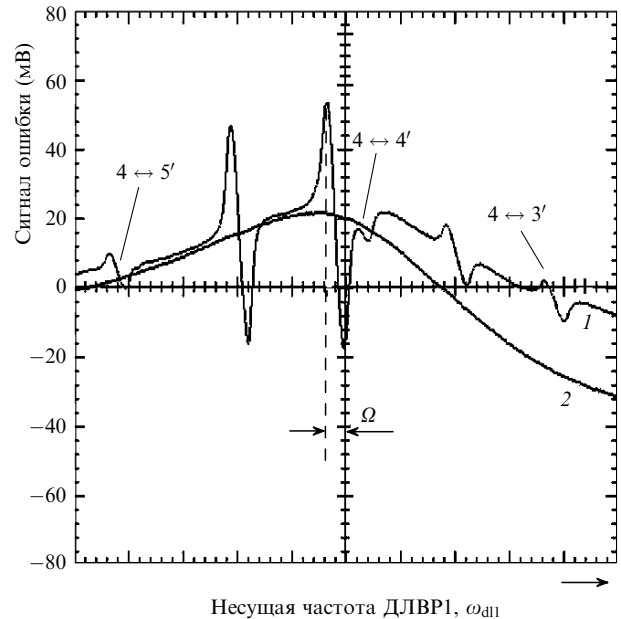


Рис.7. Осциллограмма сигнала ошибки (1), соответствующего насыщенному поглощению, когда полупрозрачное зеркало формирует встречное насыщающее излучение (излучение ДЛВР2 в этот момент заблокировано). Кривая 2 – тот же сигнал ошибки, но при отсутствии насыщающего излучения, когда ППЗ удалено; $\Omega = 26.1$ МГц.

ние. Излучение ДЛВР2 в этот момент заблокировано до входа в АОМ-РН и на фотодетектор не поступает. Кривая 2 на рис.7 и 8 есть тот же сигнал ошибки, но при отсутствии насыщающего излучения, когда ППЗ удалено из оптической экспериментальной схемы. В этом случае экспериментальная конфигурация ЧМ спектроскопии соответствует той, что описана в работах [2, 3]. При разблокировании фиксированного по частоте излучения ДЛВР2 частотно-модулированное излучение обоих лазеров присутствует в ячейке и попадает на фотодетектор; в

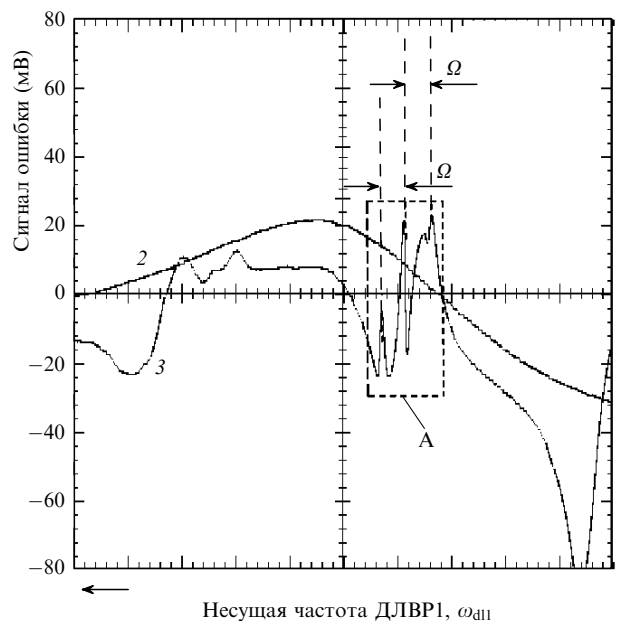


Рис.8. Кривая 2 – тот же сигнал ошибки 2 на рис.7. Кривая 3 – сигнал ошибки после разблокирования фиксированного по частоте излучения ДЛВР2. Последовательность записи кривых на рис.7 и 8 задается порядковым номером кривых. Масштабы осей на этих рисунках одинаковы, $\Omega = 26.1$ МГц.

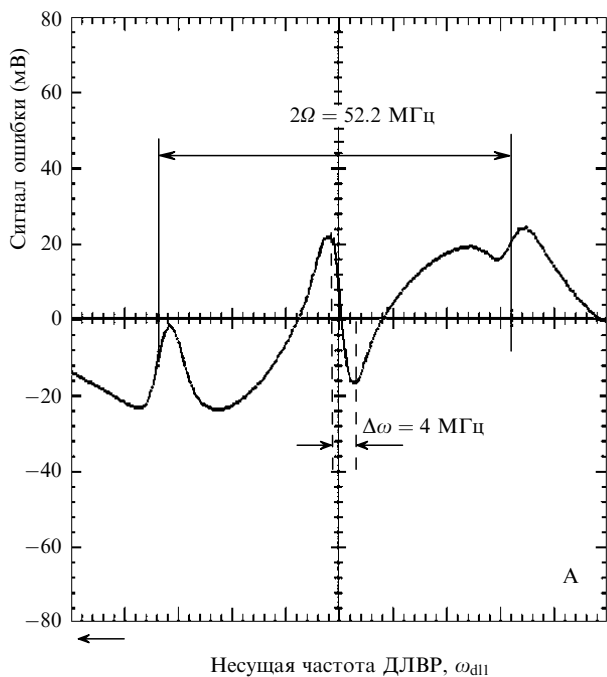


Рис.9. Участок А кривой 3 на рис.8 в увеличенном виде, $\Omega = 26.1$ МГц.

результате на осциллограмме (выделенный участок А кривой 3 на рис.8) можно ясно видеть три сигнала дисперсионной формы, следующие друг за другом с частотным интервалом Ω и соответствующие КПН-резонансам, формируемым при сканировании частоты ω_{dlv} поочередно вышележащей по частоте боковой, несущей и ниже лежащей по частоте боковой составляющими в моменты совпадения разности их частот и фиксированной частоты несущей ДЛВР с величиной частотного расщепления между двумя сверхтонкими подуровнями основного состояния атома цезия. Каждый из этих трех сигналов есть результат наложения сигналов ошибки, соответствующих всем возможным двухфотонным КПН-резонансам в трехуровневых системах, формируемым расщепленными и сдвинутыми магнитными подуровнями в А-конфигурации [10]. Для оценки ширины КПН-резонансов на рис.9 мы приводим в увеличенном виде участок А кривой 3 на рис.8. Как следует из рисунка, ширина всех трех резонансов не превышает естественной ширины возбужденного уровня, равной 5 МГц. Ширина линии КПН-резонансов и соответствующих им сигналов ошибки в нашем эксперименте определяется такими эффектами и параметрами, как уширение полем, пролетное уширение, а также, главным образом, суммарной спектральной шириной излучения лазеров, которую мы оценили равной 2 МГц, и расщеплением и сдвигом магнитных подуровней во внешнем магнитном поле. В магнитно-неэкранированной ячейке в магнитном поле Земли с индукцией $B \approx 0.5 \times 10^{-4}$ Тл максимальный частотный сдвиг [10] возможных А-резонансов от частоты невозмущенного А-резонанса, связывающего магнитные подуровни основного состояния $m_3 = 0$ и $m_4 = 0$, для атома цезия равен: $\pm \Delta\omega = \pm(m_3 + m_4) \times (3.5 \text{ кГц/мкТл}) \times B = \pm(3 + 3) \times (3.5 \text{ кГц/мкТл}) \times (0.5 \times 10^{-4} \text{ Тл}) = \pm 6 \times (3.5 \text{ кГц} \times \text{мкТл}^{-1}) \times (0.5 \times 10^{-4} \text{ Тл}) \approx \pm 1 \text{ МГц}$. Эти оценки качест-

венно объясняют наблюдаемую спектральную ширину сигналов ошибки, приблизительно равную 4 МГц.

5. Заключение

В данной работе сообщается о создании нового образца акустооптического модулятора АОМ-РН с двухмиллиметровой длиной акустооптического взаимодействия, функционирующего исключительно в режиме дифракции Рамана–Ната и используемого в качестве внешнего фазового модулятора в методе оптической гетеродинной ЧМ спектроскопии при частотной автоподстройке ДЛВР к оптическим резонансам. Показано, что в случае, когда данный режим дифракции становится доминирующим по отношению к режиму брэгговской дифракции, конструкция акустооптического модулятора может быть существенно упрощена, а его размеры минимизированы, что может иметь важное значение при конструировании компактных лазерных систем.

Проведенные эксперименты демонстрируют, что ЧМ спектроскопия с использованием АОМ-РН в качестве внешнего фазового модулятора в состоянии детектировать как поглощающие, так и дисперсионные свойства исследуемых оптических резонансов.

Экспериментально показана возможность детектирования КПН-резонансов с помощью ЧМ спектроскопии и АОМ-РН в качестве внешнего фазового модулятора. Соответствующие данным резонансам сигналы ошибки с нулевым фоном могут использоваться в петлях обратной связи в малогабаритных атомных стандартах частоты на КПН-эффекте. Поскольку основным источником нестабильности частоты таких приборов является световой сдвиг (динамический штарковский сдвиг) из-за присутствия в спектре излучения диодных лазеров нерезонансных компонент и связанных с ними частотных шумов [11], то возможность быстрой и широкополосной частотной автоподстройки по току инжекции лазерного диода, предоставляемая методом ЧМ спектроскопии, обещает дальнейшее повышение кратковременной стабильности квантовых стандартов частоты, в работе которых КПН-эффект используется для детектирования часового перехода.

1. Барышев В.Н., Домнин Ю.С., Копылов Л.Н. *Квантовая электроника*, 37 (11), 1006 (2007).
2. Bjorklund G. *Opt. Lett.*, 5, 15 (1980).
3. Bjorklund G., Levenson M., Lenth W., Ortiz C. *Appl. Phys. B*, 32, 145 (1983).
4. Hall J.L., Hollberg L., Baer T., Robinson H.G. *Laser Spectroscopy V* (Berlin – Heidelberg – New York: Springer, 1981, p. 15).
5. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970); Дьелесан Э., Руайе Д. *Упругие волны в твердых телах* (М.: Наука, 1982).
6. Блистанов А. и др. *Акустические кристаллы* (М.: Наука, 1982).
7. Хаус Х. *Волны и поля в оптоэлектронике* (М.: Мир, 1988).
8. Uchida N., Niizeki N. *Proc. IEEE*, 61, 1073 (1973).
9. Alzetta G., Gozzini A., Moi L., Orriols G. *Nuovo Cimento B*, 36, 5 (1976).
10. Wynands R., Nagel A., Brandt S., Meschede D., Weis A. *Phys. Rev. A*, 58, 196 (1998).
11. Каргапольцев С.В., Величанский В.Л., Васильев В.В., Кобякова М.Ш., Морозюк А.В., Ширяева Н.В., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, 39 (6), 487 (2009).