

О КОМПЕНСАЦИИ СВЕТОВОГО СДВИГА ЧАСТОТЫ РАДИООПТИЧЕСКОГО СВЧ-РЕЗОНАНСА В ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМАХ С ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

*А. А. Баранов**, *С. В. Ермак*, *Э. А. Сагитов*, *Р. В. Смолин*, *В. В. Семенов*

*Санкт-Петербургский политехнический университет
195251, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 29 декабря 2014 г.

Анализируется вклад векторной и скалярной компонент в световой сдвиг частоты на магнитозависимых СВЧ-переходах, а также представлена экспериментальная демонстрация компенсации этих компонент применительно к оптической ориентации атомов ^{87}Rb , лазерным источником, настроенным на D_2 -линию головного дублета. Представлены экспериментальные результаты зависимости дисперсии Аллана от времени усреднения для тандема квантовых магнитометров с оптической накачкой (ТКМОН), один из которых построен на основе низкочастотного спинового генератора, другой — в виде квантового СВЧ-дискриминатора, резонансная частота которого соответствует магнитозависимым переходам между СТС-подуровнями с экстремальным значением магнитного квантового числа. Показано, что эффект компенсации скалярной и векторной компонент светового сдвига в ТКМОН позволяет уменьшить дисперсию Аллана при временах усреднения, превышающих сотни секунд, по сравнению с вариантом квантового дискриминатора, использующим магнитонезависимый 0–0-переход. При этом минимальное значение дисперсии Аллана в ТКМОН на краевом резонансе реализуется при существенно больших временах усреднения, чем это наблюдается в аналоге, настроенном на частоту 0–0-перехода.

DOI: 10.7868/S0044451015090035

1. ВВЕДЕНИЕ

В начале пятидесятых годов прошлого века эффект радиооптического резонанса атомов в основном состоянии был впервые экспериментально исследован на парах натрия и атомах ртути в работах французских коллег из ENS de Paris (Высшая Нормальная Школа, Париж) [1, 2]. После выхода этих первых работ начались широкие исследования по оптической накачке различных веществ, открывшие новое направление в современной физике, как в фундаментальных задачах, так и в разных приложениях.

Суть явления радиооптического резонанса заключается в избирательном воздействии на ансамбль атомов резонансного излучения, инициирующего электродипольные и магнитодипольные переходы между атомными подуровнями основного

и возбужденного состояний. Действие оптического излучения с последующим спонтанным распадом возбужденного состояния приводит к перераспределению населенностей энергетических подуровней основного состояния, что проявляется в создании макроскопического магнитного момента, ориентированного вдоль направления распространения света накачки. Любое изменение полученного таким образом распределения населенностей, вызванное, например, радиочастотным полем с частотой магнитного резонанса основного состояния атомов, приводит к изменению поглощения резонансного излучения атомным ансамблем. Чувствительность метода оказывается чрезвычайно высокой, поскольку сигнал радиооптического резонанса фиксируется по изменению числа оптических фотонов, энергия которых на много порядков превышает энергию фотонов радиодиапазона. Эта особенность метода нашла свое прикладное воплощение в целом ряде исследований тонких физических процессов, связанных, например, с изучением межатомных столкновений, из-

*E-mail: lexusbar@gmail.com

мерением сечений спинового обмена и констант релаксации, квадрупольных моментов атомов, а также при создании прецизионных квантовых устройств с оптической накачкой, таких как частотные преобразователи автоматизированных систем контроля и управления [3], ядерные гироскопы [4, 5], квантовые магнитометры [6, 7], а также образцовые меры частоты [8, 9]. Выбор рабочего вещества в подобных устройствах определяется областью их использования. Так, например, при создании квантовых магнитометров предпочтение отдается изотопам калия, отличительная особенность которого проявляется в существенной неэквидистантности магнитных подуровней в геомагнитном поле. Это позволяет выделить сверхузкие линии магнитного резонанса и использовать их для точных измерений внешнего магнитного поля и его вариаций. В технике атомных стандартов частоты традиционно используются атомы цезия и рубидия.

До недавнего времени для оптической накачки применялись спектральные лампы, заполненные тем же элементом, что и объект накачки. С появлением перестраиваемых полупроводниковых лазеров возник интерес использовать подобные источники в экспериментах с оптической накачкой паров различных щелочных металлов, которые являются основным рабочим веществом перечисленных квантовых устройств. Уже первые эксперименты с лазерной оптической накачкой атомов цезия [10] позволили достигнуть почти 100 % поляризации атомов щелочного металла на сверхтонком магнитодипольном переходе основного состояния. Интересным продолжением таких исследований явились прецизионные измерения вариаций резонансной частоты на 0–0-переходе, обусловленных динамическим штарк-эффектом смещения энергетических подуровней атомов в поле излучения накачки [11, 12].

Теория световых сдвигов, изложенная в фундаментальной работе В. Хаппера [13], показывает, что наблюдаемый в экспериментах с парами щелочных атомов световой сдвиг частоты радиооптического резонанса содержит в своем составе различные компоненты, весовой вклад которых зависит от спектрального состава источника накачки и определяется типом магнитодипольного перехода. В соответствии с [13], смещение энергетических подуровней основного состояния атомов щелочного металла связано с оператором светового сдвига δE , имеющего следующий вид суммы операторов оптической, скалярной, векторной и тензорной составляющих светового сдвига:

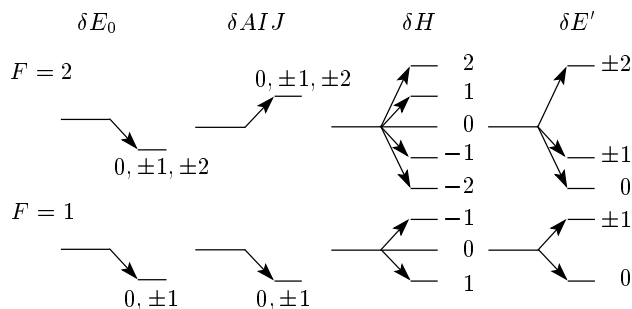


Рис. 1. Виды светового сдвига в сверхтонкой структуре щелочного атома с ядерным спином 3/2

$$\delta E = \delta E_0 + \delta AIJ - \sum_F \mu \cdot \delta H(F_g) + \sum_F \delta E^+(F_g), \quad (1)$$

где δE_0 описывает смещение частоты оптического перехода, индуцируемое лазерной оптической накачкой [14], δAIJ — оператор сверхтонкого взаимодействия, (A — его постоянная, I и J — соответственно операторы ядерного и электронного угловых моментов), $\mu \delta H$ — оператор взаимодействия магнитного дипольного момента атома μ с эффективным магнитным полем δH , наводимым в среде циркулярно поляризованным излучением накачки (явление, известное как обратный эффект Фарадея). Знак минус при этой компоненте оператора светового сдвига соответствует минимальной энергии взаимодействия магнитодипольного момента атома с эффективным магнитным полем (т. е. ориентации момента μ вдоль поля δH); δE^* — тензорная компонента оператора светового сдвига, связанная с так называемым эффектом выстраивания атомов щелочного металла в основном состоянии (образования в результате оптической накачки противоположных по знаку поляризации в состояниях сверхтонкой структуры с разным значением полного момента атома). При чистом выстраивании концентрации атомов в состояниях, различающихся только знаком магнитного квантового числа, равны, а макроскопический угловой момент (поляризация) отсутствует.

На рис. 1 представлена графическая интерпретация перечисленных компонент светового сдвига для щелочных атомов с ядерным моментом $I = 3/2$.

Световые сдвиги резонансной частоты на магнитодипольных переходах в энергетической структуре основного состояния щелочных атомов является одним из основных источников погрешностей современных квантовых устройств с оптической накачкой. Применительно к квантовым стандартам частоты с оптической накачкой (КСЧОН), скалярная и тензорная компоненты светового сдвига наблюда-

ются на магнитодипольных СВЧ-переходах между состояниями сверхтонкой структуры с разными значениями квантового числа F — полными моментами атома. Векторная и тензорная компоненты светового сдвига проявляются в квантовых парощелочных магнитометрах, работающих на частоте зеемановских переходов между соседними магнитными подуровнями основного состояния атомов в условиях действия циркулярно поляризованного света накачки. Скалярная компонента светового сдвига не зависит от угла между направлением распространения света накачки и вектором магнитного поля. Для тензорной же компоненты подобная зависимость имеет место, что накладывает жесткие требования фиксации этого угла в случае, когда значения тензорной и векторной компонент оказываются соизмеримыми [15]. Подобная ситуация типична для варианта ламповой оптической накачки щелочных паров излучением спектральной компоненты D_1 -линии головного дублета, где возбужденное состояние, например для атомов ^{87}Rb , хорошо разрешено и обеспечивает ведущую роль тензорной компоненты в интегральном световом сдвиге частоты радиооптического резонанса и как следствие — ориентационную зависимость частоты наблюдаемого резонанса [16, 17].

В последние годы при разработке квантовых устройств и в фундаментальных исследованиях плодотворно используются лазерные источники накачки, сочетающие простоту управления спектральным составом с высоким КПД преобразования энергии. С другой стороны, целесообразность применения подобных источников оправдана в экспериментах по охлаждению и управлению атомными пучками [18], а также возможностью улучшения масса-габаритных характеристик измерительных устройств, например, таких как сверхминиатюрные квантовые стандарты частоты на эффекте когерентного пленения населенностей [19]. Высокая плотность энергии лазерных источников и необходимость привязки линии излучения к атомному переходу предопределяют актуальность проблемы светового сдвига в указанных приложениях лазерной накачки. Одним из способов решения этой проблемы является метод частотной модуляции сдвига линии излучения лазера относительно линии атомного перехода [20], позволяющий значительно снизить чувствительность линии радиооптического резонанса к вариациям частотного спектра лазерного излучения. Этот же метод применен в работе [21] для подавления ориентационного светового сдвига частоты радиооптического резонанса в щелочных атомах.

При разработке малогабаритных атомных часов с лазерной накачкой возникает задача оптимизации фактора качества наблюдаемого резонансного сигнала (отношения сигнал/шум к ширине линии поглощения), который определяет кратковременную стабильность квантового устройства. Причиной ухудшения этого параметра на ординарном 0–0-переходе, используемом в КСЧОН традиционного типа, является необходимость использования высоких рабочих температур камеры поглощения с целью увеличения плотности рабочего вещества. Подобный подход, в свою очередь, приводит к значительному спин-обменному уширению резонансной линии и снижению ее интенсивности. В известной степени указанную проблему малогабаритных конструкций КСЧОН решает метод так называемого краевого резонанса, предложенный в работе [22]. В соответствии с этим методом рабочим переходом атомных часов служит магнитозависимый СВЧ-переход между крайними магнитными подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния с разными значениями полного момента атома F . В отличие от 0–0-резонанса, где в формировании сигнала участвует сравнительно небольшая часть атомного ансамбля, на краевом магнитозависимом СВЧ-переходе удается достигнуть существенно более высокой степени поляризации атомов рабочего вещества при минимальном сечении спинового обмена. При этом фактор качества резонансного сигнала оказывается на порядок выше, чем это реализуется в стандартной схеме атомных часов на СВЧ-резонансе 0–0. Вариации частоты краевого СВЧ-резонанса в [22], обусловленные магнитными флуктуациями, подавляются схемой стабилизации магнитного поля по сигналу самогенерирующего магнитометра на частоте магнитодипольных переходов между соседними магнитными подуровнями основного состояния атомов.

Приоритетной задачей при разработке малогабаритных атомных часов является улучшение их долговременной стабильности (при времени усреднения данных порядка сотни секунд, соответствующих так называемому фликкерному потолку [7, 9]). Актуальность решения этой проблемы следует из необходимости модернизации подобных устройств, применяемых в дальней космической связи, а также телекоммуникационной аппаратуре систем GPS и ГЛОНАСС. В настоящей работе обращено внимание на возможность увеличения долговременной стабильности малогабаритных атомных часов на краевом резонансе. В отличие от варианта аналогичного устройства [22], где использовалась камера по-



Рис. 2. Функциональная схема двухканального ТКМОН

глотнения с повышенным давлением буферного газа, экспериментальные результаты, описываемые ниже, были получены на малогабаритной ячейке с полиэтиленовым покрытием. Равно как и использование буферного газа, применение таких покрытий позволяет, как известно, существенно уменьшить эффект релаксации атомов щелочного металла на стенках рабочей ячейки. Однако в отличие от [22], в ячейках с покрытием отсутствует эффект переориентации атомов в возбужденном состоянии, причем отклик рабочего вещества на монохроматическое воздействие излучения накачки оказывается сосредоточенным в сравнительно узком спектральном диапазоне. Эта особенность ячеек с покрытием, как показывают проведенные исследования, играет существенную роль в динамике светового сдвига частоты радиооптического резонанса в щелочных парах при вариациях параметров излучения лазера накачки.

Основой экспериментальной части исследований являлась схема измерителя магнитной индукции, представлявшая тандем квантовых магнитометров с оптической накачкой (ТКМОН), один из которых выполнен по принципу низкочастотного спинового генератора, другой — в виде пассивного радиоспектрометра с автоподстройкой резонансной частоты по линии радиооптического СВЧ-резонанса [23]. Упрощенная функциональная схема такого устройства приведена на рис. 2.

Подробное изложение экспериментальной методики и результаты исследования долговременной стабильности ТКМОН изложены в разд. 3. Теоретические же предпосылки улучшения этого параметра для парощелочных атомных часов были основаны на анализе соотношения компонент светового сдвига частоты радиооптического резонанса (разд. 2). Как следует из рис. 1, в зависимости от знака круговой поляризации света накачки (направления эффективного магнитного поля) скалярная и векторная компоненты светового сдвига либо суммируются, либо вычитаются, что создает возможность их взаимной компенсации, а следовательно, позволяет снизить влияние источника накачки на стабильность резонансной частоты. Следует подчеркнуть, что подобная компенсация возможна лишь при де-

тектировании магнитозависимых СВЧ-переходов в сверхтонкой структуре щелочных атомов, поскольку для магнитонезависимого 0–0-перехода, используемого в технике атомных часов, векторная компонента светового сдвига отсутствует.

Роль тензорной компоненты светового сдвига заметно проявляется лишь в условиях оптической накачки излучением на D_1 -линии головного дублета щелочных атомов [16]. По этой причине лазер накачки настраивался на спектральную линию D_2 , что позволяло достоверно оценить влияние скалярной и векторной компонент светового сдвига на резонансную частоту магнитометров в эксперименте.

2. ТЕОРИЯ

Для анализа спектрального отклика щелочных атомов на внешнее воздействие электромагнитного поля лазера используем квантовый аппарат сферических тензоров работы [13] и полуклассический подход описания электромагнитного поля в форме

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \left(\frac{E_0}{2}\right) e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} + \text{c.c.}, \quad (1)$$

где E_0 — медленноменяющаяся функция пространства и времени. Будем предполагать преваляирование скорости спонтанного распада возбужденного состояния над скоростью индуцированных электродипольных переходов, что позволяет рассматривать поле накачки в виде возмущения, которое учитывается соответствующим оператором δH в правой части уравнения Шредингера:

$$i\hbar \left(\frac{\partial \psi}{\partial t}\right) = (H_0 + \delta H)\psi, \quad (2)$$

где H_0 — невозмущенный Гамильтониан основного состояния атомов, ψ — волновая функция, описывающая основное состояние атомов. Оператор δH может быть представлен как линейная комбинация оператора светового сдвига δE и оператора поглощения света $\delta \Gamma$:

$$\delta H = \delta E - i\frac{\hbar}{2} \delta \Gamma. \quad (3)$$

Диагональные элементы матрицы оператора δE описывают сдвиг энергетических подуровней атома.

Для определения величины светового сдвига в конкретном эксперименте необходимо учитывать формфактор линии излучения источника накачки $\Phi(\nu)$. Подобная процедура, например, для скаляр-

ной компоненты светового сдвига, осуществляется путем вычисления следующего интеграла:

$$\delta\nu_{hfs} = \int_0^\infty S_{hfs}(\nu)\Phi(\nu) d\nu, \quad (4)$$

где функция спектрального отклика скалярной компоненты светового сдвига, согласно [13], имеет вид

$$S_{hfs}(\nu) = -\frac{\lambda^2 r_0 f}{2\pi\hbar c} \left(\frac{Mc^2}{2RT}\right)^{1/2} \times \text{Re} [\xi^0(aa) - \xi^0(bb)], \quad (5)$$

$$\xi^0(F_g F_g) = 2 \sum_{F_e} (2F_e + 1) \times W^2 \left(J_e I 1 F_g; F_e \frac{1}{2} \right) Z(F_e F_g), \quad (6)$$

$Z(F_e F_g) = Z(x(F_e F_g) + iy)$ — формфактор доплеровски уширенной резонансной линии, выраженный в терминах плазма-дисперсной функции от аргументов x и y в виде

$$x(F_e F_g) = \frac{1}{\nu} \left(\frac{Mc^2}{2RT}\right)^{1/2} \times \{[\nu - \nu_{eg}] - [\nu(F_e F_g) - \nu_{eg}]\} \quad (7)$$

и

$$y = \left(\frac{Mc^2}{2RT}\right)^{1/2} \left(\frac{1/2\tau + \gamma_c}{2\pi\nu}\right); \quad (8)$$

$W(11F_g, F_g; 2F_e)$ — коэффициенты Рака, M — масса атома, c — скорость света, R — газовая постоянная, T — температура, τ — время жизни атомов в возбужденном состоянии, γ_c определяется частотой столкновений рабочих атомов с буферным газом, F_e и F_g — значения полного момента атома в возбужденном и основном состояниях, f_{eg} — сила осциллятора, r_0 — классический радиус электрона, λ и ν — длина волны и частота излучения источника накачки, ν_{cg} — средневзвешенное значение частоты электродипольного перехода.

Эти выражения справедливы для любого щелочного атома с ядерным спином I и подуровнями сверхтонкой структуры $F_{g+} = I + 1/2$ и $F_{g-} = I - 1/2$.

Аналогичным образом учитывается формфактор линии накачки при вычислении интегральных значений эффективного магнитного поля $\delta H(F_g)$ [13], и тензорной компоненты светового сдвига $\delta\nu_T$ [16],

$$\delta H(F_g) = s \int \delta H(F_g, \nu)\Phi(\nu) d\nu, \quad (9)$$

$$\delta H(F_g, \nu) = \frac{\lambda^2 r_0 f}{16\pi g_J \mu_0} \left(\frac{M}{2RT}\right)^{1/2} \times [11 - 4J_e(J_e + 1)] \text{Re} \xi(F_g F_g), \quad (10)$$

$$\xi(F_g F_g) = \left\{ W \left(F_g 1 I \frac{1}{2}; F_g \frac{1}{2} \right) W \left(11 J_e \frac{1}{2}; 1 \frac{1}{2} \right) \right\}^{-1} \times \sum_{F_e} (-1)^{F_e - F_g} (2F_e + 1) W(11F_g F_g; 1F_e) \times W^2 \left(J_e F_e \frac{1}{2} F_g; I 1 \right) Z(F_e F_g), \quad (11)$$

$$\delta\nu_T = E_0^2 \int_0^\infty S_T(\nu)\Phi(\nu) d\nu, \quad (12)$$

где

$$S_T = -\frac{2\pi}{\hbar c} (1 - 3 \cos^2 \theta) \sum_{F_g} \sqrt{5} \times \left\{ \frac{3m_F^2 - F_g(F_g + 1)}{[(2F_g + 3)(F_g + 1)(2F_g + 1)F_g(2F_g - 1)]^{1/2}} \right\} \times \text{Re} A^2(F_g, F_g) (-1)^{I+1/2-F_g}, \quad (13)$$

$$A^2(F_g, F_g) = \frac{3\lambda^2 r_0 f_{ge}}{4\pi^2} \left[\frac{Mc^2}{2RT}\right] (2F_g + 1) \times \sum_{F_g} (2F_e + 1) W(11F_g, F_g; 2F_e) \times W^2 \left(J_e F_e \frac{1}{2} F_g; I 1 \right) Z(F_e, F_g) (-1)^{F_e - F_g - 1}, \quad (14)$$

θ — угол между направлением распространения света накачки и вектором магнитного поля.

В случае спектрально-селективной лазерной накачки щелочных атомов, когда ширина спектра оптического излучения много меньше ширины линии поглощения, формфактор линии накачки может быть представлен δ -функцией. Это дает возможность значительно упростить процедуру вычислений, а также позволяет детально проанализировать динамику светового сдвига в атомах с разным значением полного момента при настройке лазера на длинноволновую, либо на коротковолновую компоненту электродипольного перехода. В качестве примера на рис. 3 представлены расчетные зависимости

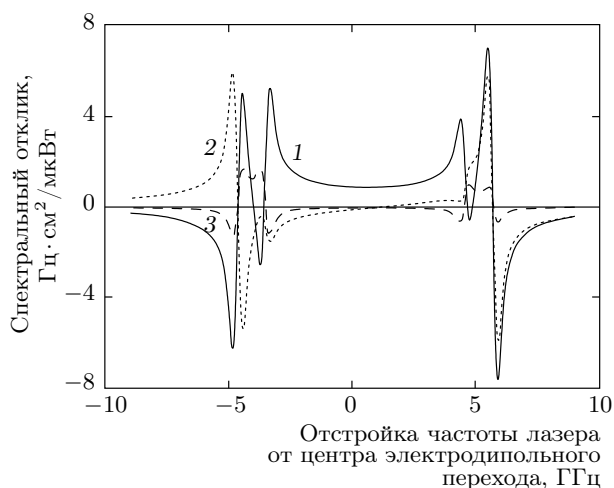


Рис. 3. Спектральные зависимости компонент светового сдвига в оптически ориентированных парах ^{133}Cs в функции расстройки частоты лазера накачки относительно резонансной частоты D_1 -линии электродипольного перехода головного дублета. Цифрами 1, 2, 3 отмечены соответственно скалярная, векторная и тензорная компоненты светового сдвига

скалярной, векторной и тензорной компонент спектрального отклика атомов ^{133}Cs , помещенных в камеру с антирелаксационным покрытием, как функции расстройки частоты циркулярно поляризованного излучения лазера накачки относительно резонансной частоты D_1 -линии электродипольного перехода головного дублета.

Похожие зависимости получаются как для изотопов рубидия, так и в варианте использования лазера накачки, настроенного на линию D_2 . Общей особенностью этих зависимостей является возможность взаимной компенсации скалярной и векторной компонент, либо на длинноволновой (ДВ), либо на коротковолновой (КВ) частоте электродипольного перехода спектра накачки. В частности, для случая σ^+ -поляризации излучения накачки, представленного на рис. 4, подобная компенсация реализуется на ДВ-компоненте спектра накачки на линии D_1 , в то время как на КВ-компоненте имеет место суммирование составляющих светового сдвига. Переход от σ^+ -поляризации излучения накачки к поляризации σ^- сопровождается изменением знака векторной компоненты, что соответственно приводит к уменьшению суммарного светового сдвига на КВ-компоненте спектра накачки. Для иллюстрации сказанного, на рис. 4 представлены интегральные спектральные отклики различных щелочных атомов, взаимодействующих с монохроматическим

лазерным излучением на линиях D_1 и D_2 электродипольного перехода.

Из графиков на рис. 4а-г для парощелочных камер поглощения с антирелаксационным покрытием следует, что эффект взаимной компенсации скалярной и векторной компонент светового сдвига проявляется в большей степени при использовании лазерной накачки на D_1 -линии головного дублета, чем на линии D_2 . Этот вывод справедлив для всех рассматриваемых щелочных атомов вне зависимости от настройки лазера накачки на КВ-, либо ДВ-компоненту электродипольного перехода.

Введение буферного газа в рабочую камеру поглощения при низких давлениях приводит к уширению линии поглощения рабочего вещества, и, как следствие, уменьшению величины спектрального отклика атомов рабочего вещества на воздействие излучения накачки. При сверхвысоких давлениях инертного газа, практикуемого в малогабаритных часах [22], линия поглощения настолько уширена, что перекрывает СВЧ-спектр сверхтонкой структуры щелочных атомов в основном состоянии, причем абсолютная величина спектрального отклика снижается на несколько порядков по отношению к этому параметру на ячейках с покрытием. В варианте с буферным газом повышенного давления лазер накачки настраивается на некую средневзвешенную частоту электродипольного перехода (в силу перекрытия КВ- и ДВ-компонент спектра накачки), которая зависит не только от состава инертного газа и его давления, но и от знака поляризации излучения накачки (направления эффективного магнитного поля). В качестве примера подобного влияния на рис. 4д-з представлены зависимости спектрального отклика для σ^+ - и σ^- -поляризаций излучения лазера накачки различных щелочных паров при давлении инертного газа (неона) порядка 100 Торр.

Представленные расчетные зависимости позволяют сделать вывод о принципиальной возможности уменьшения светового сдвига частоты радиооптического резонанса в щелочных атомах, помещенных в ячейку с антирелаксационным покрытием. Вариации величины этого сдвига, связанные с флуктуациями интенсивности и спектрального состава излучения лазера, определяют долговременную стабильность КСЧОН, которая, очевидно, должна зависеть от выбора знака круговой поляризации света накачки. Для исследования подобной зависимости в качестве рабочего вещества использовались пары оптически ориентированных атомов ^{87}Rb , а источником накачки служил полупроводниковый лазер, настроенный на одну из спектральных линий голов-

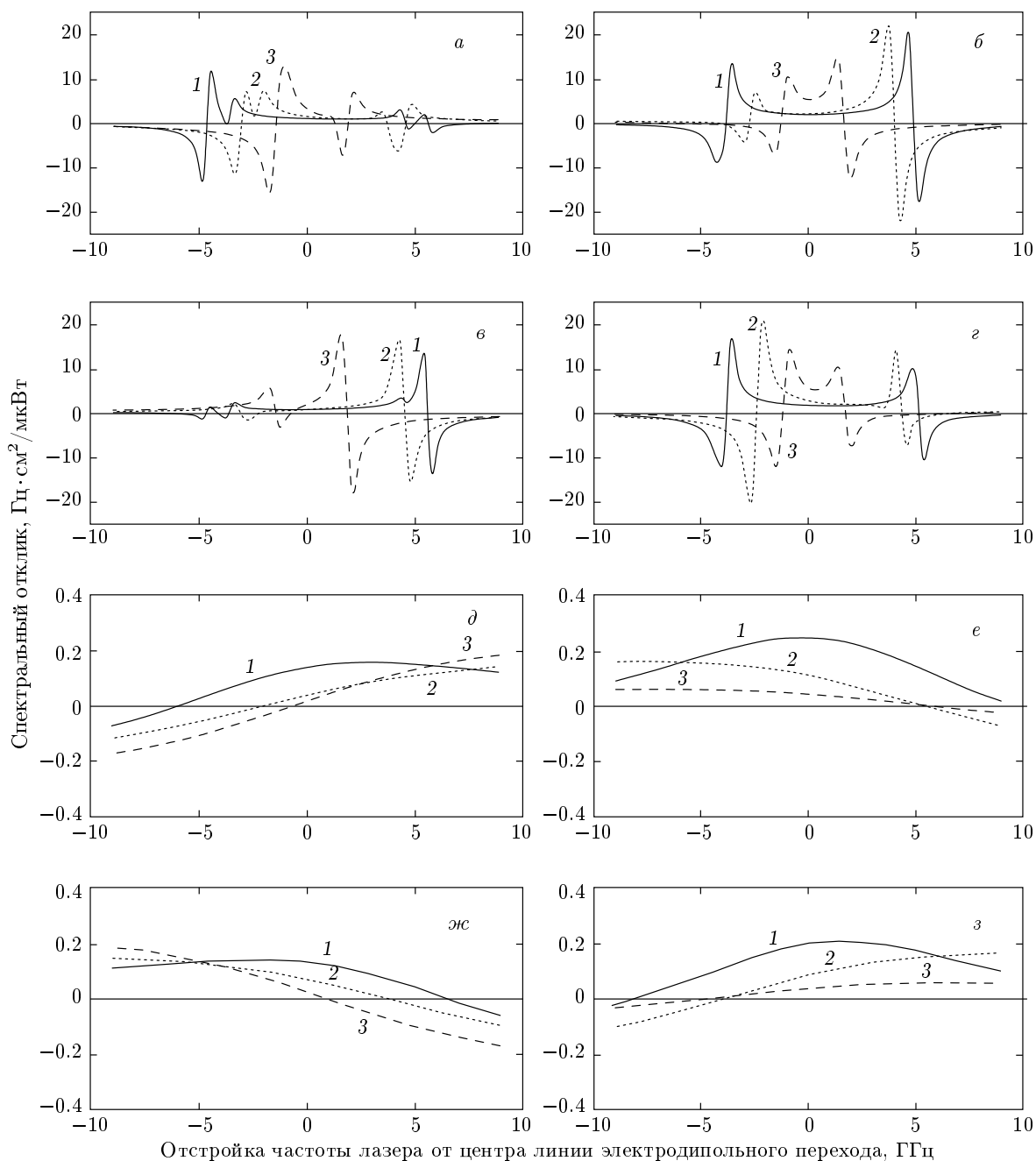


Рис. 4. Интегральные зависимости светового сдвига в оптически ориентированных парах различных щелочных атомах в функции расстройки частоты лазера накачки, настроенного на линии D_1 (а, б, д, ж) и D_2 (б, г, е, з). Цифрами 1, 2, 3 отмечены зависимости для атомов ^{133}Cs , ^{87}Rb и ^{85}Rb . Рисункам а, б, д, е и в, г, ж, з соответствуют поляризация света накачки σ^- и σ^+ , графикам на рис. а, б, в, г соответствует камера поглощения с антирелаксационным покрытием стенок, графикам д, е, ж, з — камера поглощения с буферным газом при давлении 100 Торр

ного дублета. Часть энергетического спектра атомов ^{87}Rb приведена на рис. 5, где стрелками обозначены магнитодипольные переходы между магнитными подуровнями основного состояния: сплошные

стрелки соответствуют частоте переходов, на которой функционируют низкочастотные самогенерирующие магнитометры, пунктирными отмечены магнитозависимые переходы на частотах радиооптиче-

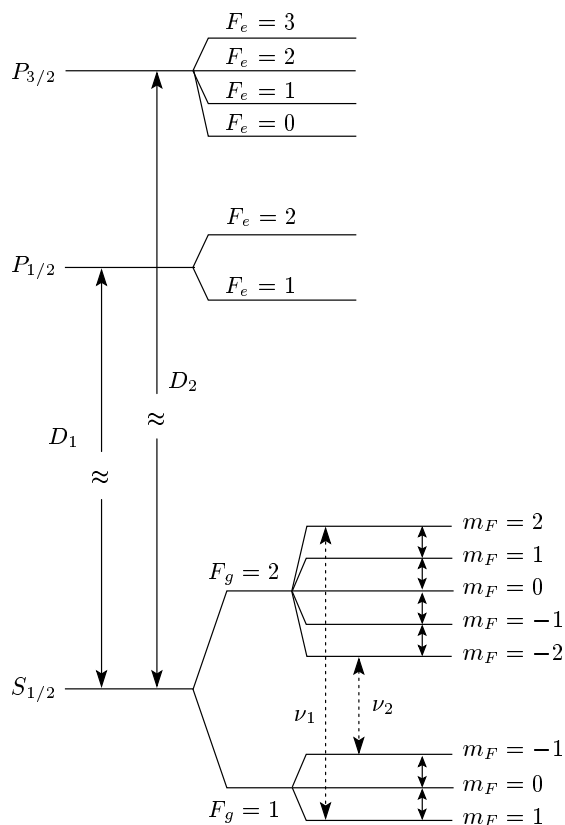


Рис. 5. Энергетическая структура атомов щелочно-металла для электродипольного перехода головного дублета

ского СВЧ-резонанса. Действие циркулярно поляризованного света накачки в зависимости от знака его поляризации приводит к перезаселению атомов на магнитных подуровнях основного состояния F_g с максимальной проекцией полного момента $m_F = 2$, либо $m_F = -2$. При этом неравновесная разность населенностей образуется как на частоте СВЧ-переходов ν_1 и ν_2 , так и между соседними магнитными подуровнями, принадлежащими разным значениям полного момента атома F_g . Воздействие на такой ансамбль атомов резонансного радиочастотного поля соответствующей частоты приводит к перераспределению атомов на магнитных подуровнях, которое можно наблюдать по степени поглощения света накачки. Подобная методика была использована в настоящей работе в условиях одновременного наблюдения сигналов радиооптического резонанса на магнитодипольных НЧ- и СВЧ-переходах в атомах ^{87}Rb .

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальная проверка эффекта компенсации светового сдвига была осуществлена в условиях лазерной оптической накачки паров ^{87}Rb на длинноволновой компоненте D_2 -линии головного дублета в ТКМОН. Состав функциональной схемы ТКМОН содержал известный набор элементов, используемых в технике КСЧ на газовой ячейке [4] (рис. 6). В схеме предусматривалась регистрация как СВЧ-сигналов радиооптического резонанса на магнитонезависимом (0–0) и магнитозависимых магнитодипольных переходах, так и детектирование НЧ-сигнала самогенерирующего магнитометра на средневзвешенной резонансной частоте неразрешенного зеемановского контура линии поглощения.

Оптический тракт устройства помещался в центр катушек, создающих рабочее магнитное поле 100 нТл в зоне рабочей ячейки (РЯ). Для ослабления внешних магнитных помех и неоднородностей лабораторного магнитного поля вся система помещалась в двухслойный магнитный экран (МЭ) с коэффициентом экранирования 10^2 . Управление магнитным полем осуществлялось блоком управления магнитной системой (БУМС) в виде трех пар катушек Гельмгольца, питаемых от стабилизированного источника тока. Излучение полупроводникового лазера с внешним резонатором, настроенного на низкочастотную компоненту D_2 -линии поглощения атомов ^{87}Rb (780.2 нм), поступало через циркулярный поляризатор и нейтральный фильтр в РЯ с антирелаксационным полиэтиленовым покрытием стенок (использовалась цилиндрическая ячейка диаметром 1 см и длиной 1.5 см), содержащую щелочной металл ^{87}Rb . Блок управления термостатом РЯ обеспечивал термостабилизацию РЯ на уровне $\pm 0.1^\circ\text{C}$ при температуре 45°C в течение 2000 с.

Одночастотный полупроводниковый лазер с внешним резонатором (ПЛВР) работал как в режиме свободной генерации (без стабилизации частоты излучения, режим А), так и в режиме автоматической подстройки частоты лазера к центру реперной линии поглощения атомов рубидия в опорной камере поглощения (режим В). Контроль спектра излучения лазера осуществлялся с помощью интерферометра Фабри–Перо. В режиме А спектральная ширина линии излучения лазера составляла менее 1 МГц при дрейфе частоты не более 14 МГц за 2000 с, в режиме В эта ширина не превышала 12 МГц при относительной нестабильности частоты лазера на уровне 10^{-13} . Блок управления лазером (БУЛ) обеспечивал стабилизацию тока и темпе-

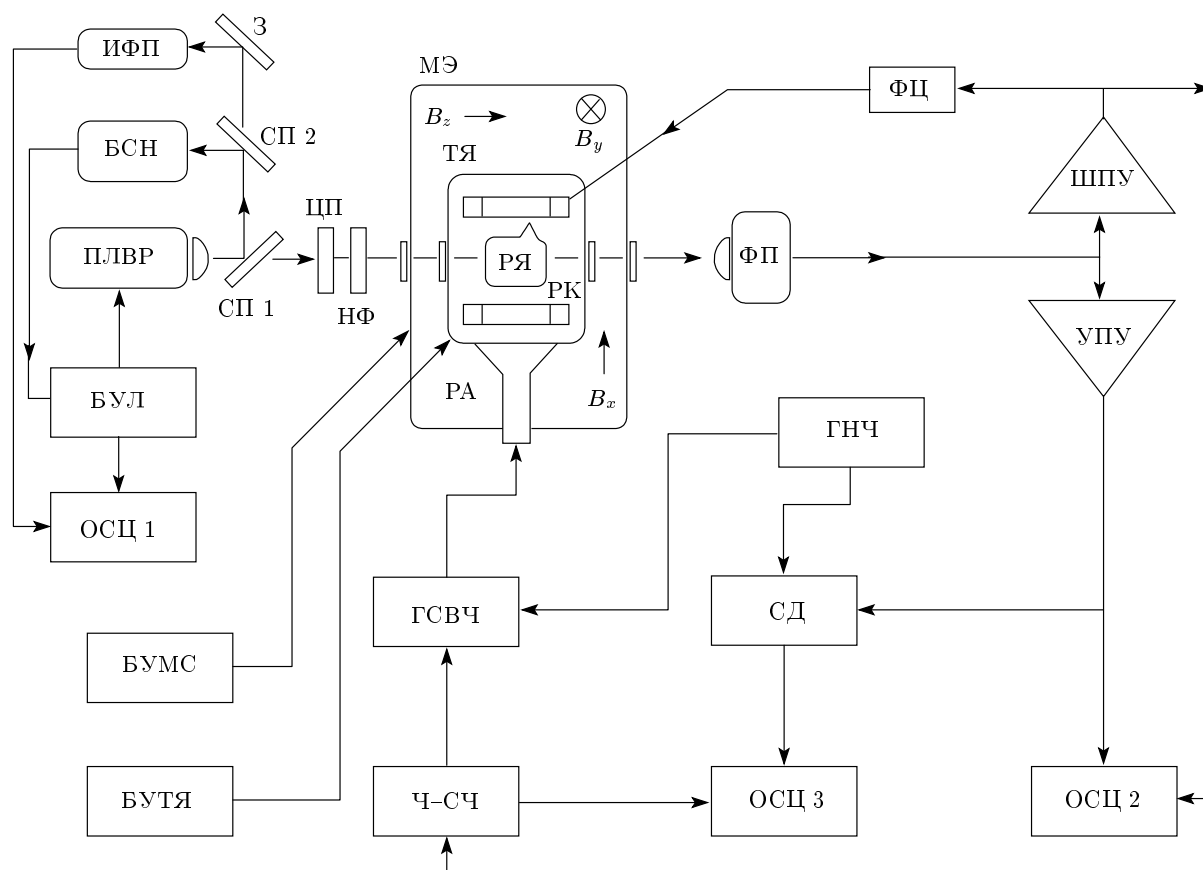


Рис. 6. Схема экспериментальной установки: ИФП — интерферометр Фабри–Перо; БСН — блок спектроскопии насыщения; ПЛВР — полупроводниковый лазер с внешним резонатором; БУЛ — блок управления лазером; ОСЦ 1, ОСЦ 2, ОСЦ 3 — осциллографы; З — зеркало, СП1 и СП2 — светоделительные пластины; ЦП — циркулярный поляризатор; НФ — нейтральный фильтр; МЭ — магнитный экран; ТЯ — терморегулятор ячейки; РЯ — рабочая ячейка; РК — радиочастотная катушка; РА — рупорная антенна; B_x , B_y , B_z — постоянные магнитные поля вдоль осей декартовой системы координат; БУМС — блок управления магнитной системой; БУТЯ — блок управления термостатом ячейки; ФП — фотоприемное устройство; ШПУ — широкополосный усилитель; ФЦ — фазосдвигающая цепь; УПУ — узкополосный усилитель; ГСВЧ — СВЧ-генератор; ГНЧ — НЧ-генератор; СД — синхронный детектор; Ч-СЧ — частотомер с встроенным рубидиевым стандартом частоты

ратуры лазерного диода, а также сканирование и стабилизацию его частоты. Спектры излучения лазера и поглощения излучения в опорной камере поглощения (в блоке БСН) визуализировались с помощью осциллографа ОСЦ 1.

Прошедшее и частично поглощенное в РЯ излучение регистрировалось фотоприемником (ФП) (в качестве фотоприемника использовался кремниевый фотодетектор ФД-7К), с выхода которого детектируемые сигналы поступали на вход каналов НЧ и СВЧ, с помощью которых осуществлялось измерение рабочего магнитного поля и его вариации в зоне размещения РЯ.

В соответствии с функциональной схемой на

рис. 2 измерительный НЧ-канал устройства содержал элементы цепи обратной связи самогенерирующего магнитометра: широкополосный усилитель (ШПУ) с полосой усиления 100 кГц и коэффициентом усиления 40 дБ и фазосдвигающую RC-цепь (ФЦ), подключенную к радиочастотным катушкам (РК), охватывающим РЯ. Регулировкой ФЦ достигался нулевой сдвиг фаз между сигналом модуляции оптического излучения на входе ФП и сигналом в РК, что позволяло обеспечить автоколебательный режим работы НЧ-канала. Контроль частоты самогенерирующего магнитометра осуществлялся с помощью частотомера Ч-СЧ с встроенным рубидиевым стандартом частоты, при этом осуществля-

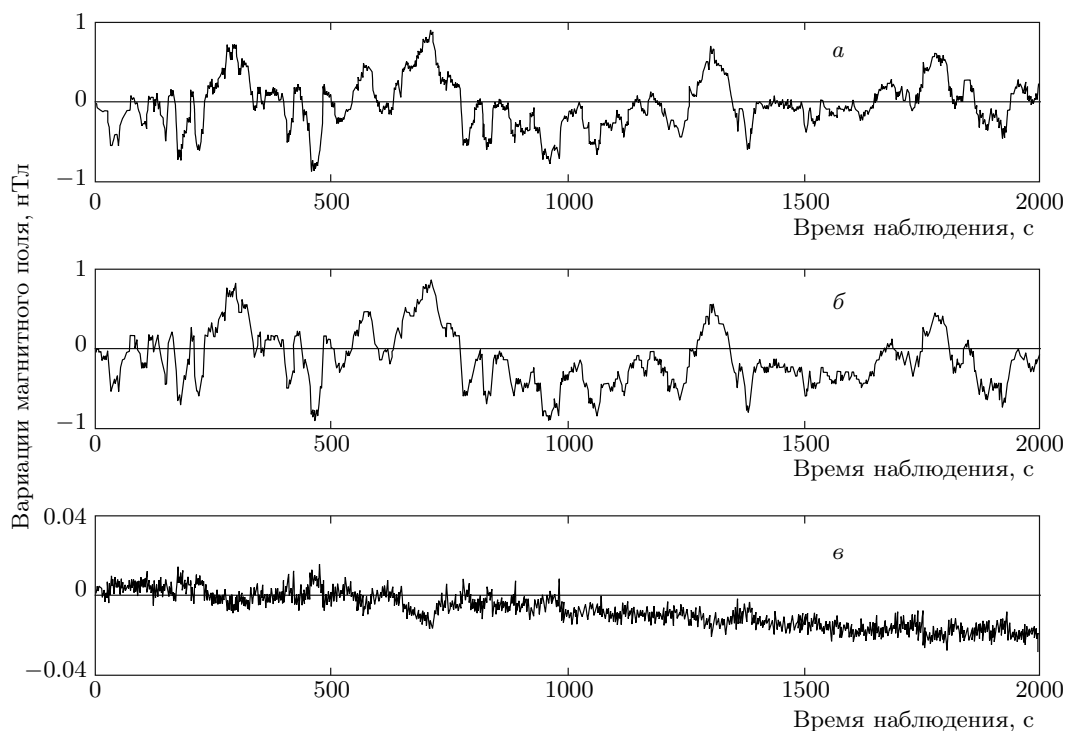


Рис. 7. Временные зависимости вариаций магнитного поля, измеряемого ТКМОН: *a* — канал НЧ, *б* — канал СВЧ, *в* — разность магнитных вариаций, фиксируемых каналами НЧ и СВЧ

лась операция преобразования частоты генерации в напряжение, поступающее на вход осциллографа ОСЦ 3.

В измерительном СВЧ-канале ТКМОН использовались функциональные элементы, реализующие известную методику синхронного детектирования сигнала радиооптического резонанса в условиях сканирования частоты СВЧ-поля в окрестности резонансного значения [9]. В соответствии с этой методикой сигнал СВЧ-генератора (ГСВЧ) на частоте, соответствующей энергетическому расщеплению сверхтонкой структуры ^{87}Rb (6834682000 Гц), подавался на рупорную антенну (РА), поле которой возбуждало магнитодипольные СВЧ-переходы между подуровнями сверхтонкой структуры атомного ансамбля в РЯ. При этом осуществлялась внешняя синхронизация ГСВЧ с помощью встроенного рубидиевого стандарта частоты (Ч-СЧ), обеспечивавшего относительный дрейф частоты СВЧ-генератора на уровне $6 \cdot 10^{-12}/(\text{с}^{1/2})$. Сигналом генератора низкой частоты (ГНЧ) 167 Гц, синхронизируемого Ч-СЧ, осуществлялась модуляция частоты ГСВЧ в пределах ширины линии радиооптического СВЧ-резонанса, фиксируемого

ФП. Сигнал модуляции с выхода ФП через узкополосный усилитель (УПУ) поступал на вход синхронного детектора (СД), на выходе которого формировался сигнал ошибки, пропорциональный вариациям магнитного поля в зоне размещения РЯ. Этот сигнал ошибки фиксировался осциллографом ОСЦ 3, второй вход которого был подключен к выходу Ч-СЧ, измерявшего частоту самогенерирующего магнитометра в НЧ-канале тандема. Таким образом, осуществлялся одновременный контроль рабочего магнитного поля по сигналу ошибки измерительного СВЧ-канала устройства и по частоте сигнала самогенерирующего магнитометра в измерительном НЧ-канале устройства. Далее с помощью программы Matlab вычислялась дисперсия Аллана разностного сигнала НЧ- и СВЧ-каналов в функции времени усреднения [9]. Примеры записи магнитных вариаций, фиксируемых магнитометрами ТКМОН, показаны на рис. 7. На рис. 8а представлена зависимость дисперсии Аллана от времени усреднения для двух противоположных по знаку направлений круговой поляризации (σ^+ и σ^-) излучения накачки лазерного диода, мощность которого (около 100 мкВт) соответствовала макси-

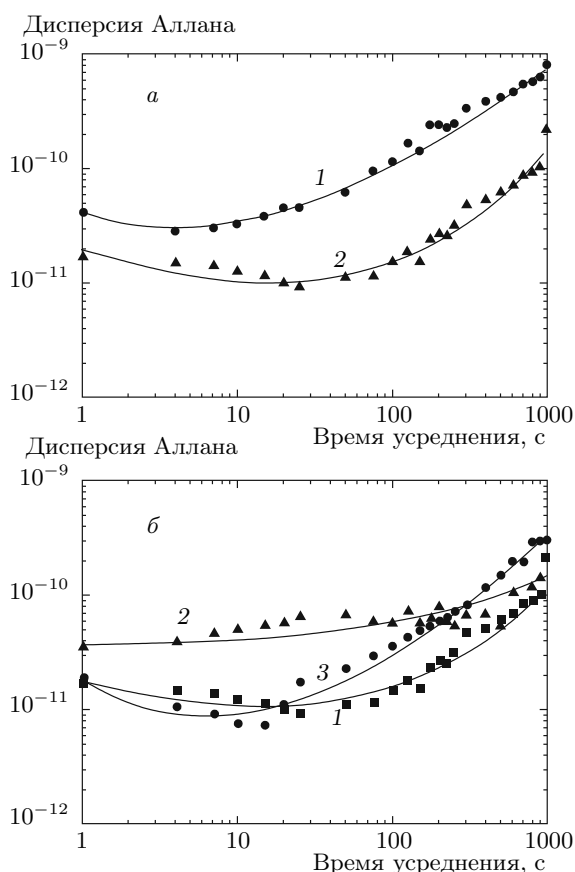


Рис. 8. Зависимости от времени дисперсии Аллана разностного сигнала ТКМОН при циркулярной поляризации света накачки: *a* — графикам 1 и 2 соответствует поляризация света накачки σ^- и σ^+ при работе ТКМОН в режиме МФКС; *b* — графикам 1 и 2 соответствует работа ТКМОН в режимах МФКС и МДСТ при σ^+ -поляризации света накачки, график 3 — зависимость дисперсии Аллана для КСЧОН на 0–0-переходе

мальному ФК сигналов радиооптического НЧ- и СВЧ-резонансов (режим МФКС).

В соответствии с рис. 5 при настройке лазера на ДВ-компоненту электродипольного перехода воздействие σ^+ , либо σ^- поляризованного света накачки на атомы щелочного металла приводит к их накоплению на подуровне $m_F = +2$, либо $m_F = -2$. При этом максимальный сигнал радиооптического СВЧ-резонанса в зависимости от знака поляризации света накачки реализуется на частоте ν_1 или ν_2 . Таким образом, в зависимости от знака поляризации света накачки, СВЧ-канал ТКМОН настраивался соответственно на частоты краевого резонанса: ν_1 —

при поляризации σ^+ , и ν_2 — при поляризации σ^- , что обеспечивало максимальную интенсивность полезного сигнала радиооптического СВЧ-резонанса. Использование же режима МФКС было обусловлено соображением большей наглядности влияния эффекта компенсации спектральных компонент светового сдвига на динамику исследуемой долговременной стабильности ТКМОН как функции времени наблюдения. Так например, из графиков на рис. 8 следует, что даже в случае использования D_2 -линии накачки (где, как отмечалось выше, упомянутый эффект проявляется в меньшей степени в сравнении с вариантом линии D_1) правильный выбор знака циркулярной поляризации излучения накачки позволяет значительно улучшить относительную стабильность частоты квантового устройства во всем диапазоне времен усреднения данных.

В ряде приложений (например, при использовании КСЧОН в дальней космической связи) наибольший интерес представляет область этого диапазона, нижняя граница которого находится в пределах от 10^2 до 10^3 с. Последнее обуславливало целесообразность проведения ряда экспериментов по оптимизации режима работы квантовых магнитометров на временах усреднения дисперсии Аллана, превышающих временной барьер в несколько сотен секунд. Эмпирически было установлено, что такому режиму — режиму максимальной долговременной стабильности тандема (РМСТ) — соответствуют определенная интенсивность прикладываемых полей: света накачки, поля СВЧ и радиополя, создаваемого в зоне РК-сигналом самогенерирующего магнитометра. Оценка интенсивности указанных полей проводилась путем определения уширения линии радиооптического резонанса на магнитонезависимом 0–0-переходе, вызванного действием этих полей. В частности, для камер с антирелаксационным покрытием наибольшая долговременная стабильность показаний ТКМОН наблюдалась при следующих параметрах уширения линии 0–0-резонанса, пересчитанных в долях ее темновой ширины: 20 % — под действием света накачки (при мощности излучения лазера на уровне 25 мкВт), 20 % — под действием СВЧ-поля и 10 % — под влиянием сигнала самогенерирующего магнитометра. При этих условиях темновая ширина линии радиооптического 0–0-резонанса составляла величину 200 Гц, а амплитуда генерации самогенерирующего магнитометра была вдвое меньше ее максимального значения, наблюдаемого в режиме насыщения рабочего НЧ-перехода. Указанным параметрам приложенных полей соответствует зависимость 1, представленная на рис. 8б для варианта

лазерной накачки атомов ^{87}Rb σ^+ -поляризованным светом. На этом же рисунке приведены аналогичные зависимости для ТКМОН в режиме МФКС (зависимость 2) и КСЧОН на 0–0-переходе (зависимость 3). Как следует из рис. 8б, кратковременная стабильность ТКМОН в режиме МДСТ существенно уступает аналогичному параметру при работе устройства в режиме МФКС, что однозначно объясняется снижением фактора качества наблюдаемых сигналов из-за несоответствия интенсивности накачки ее оптимальному уровню в пределах фликкерного потолка. Однако при длительной эксплуатации устройства режим МДСТ оправдан более пологой зависимостью дисперсии Аллана с ростом времени усреднения, что соответственно позволяет в условиях компенсации спектральных компонент светового сдвига улучшить прецизионные свойства ТКМОН. В режиме МФКС фликкерные потолки ТКМОН и КСЧОН в пределах нескольких десятков секунд наблюдения практически совпадают, однако при продвижении в область долговременного контроля полезного сигнала зависимости на рис. 8б демонстрируют несомненное преимущество исследуемой схемы в сравнении с ординарным аналогом.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрим в заключение ряд важных особенностей наблюдавшегося эффекта компенсации, имеющих значение при создании оптимальных конструкций ТКМОН. Прежде всего, следует отметить существенное взаимное влияние НЧ- и СВЧ-сигналов радиооптического резонанса, проявляемое в динамике изменения как их интенсивности, так и спектрального состава. Контрольным параметром подобного влияния является коэффициент корреляции, величина которого зависит от темпа накачки и интенсивности полей, создаваемых в зоне размещения РЯ устройства. Численное значение этого коэффициента для наших экспериментальных условий варьировалось в диапазоне, верхний предел которого (0.98) соответствовал режиму МДСТ, нижний (0.7) — режиму МФКС. Взаимовлияние СВЧ- и НЧ-сигналов в эксперименте проявлялось также в сдвиге частоты спинового генератора при изменении частоты СВЧ-перехода, не связанной с вариациями магнитного поля. Подобный сдвиг, обусловленный циркуляцией когерентности между подуровнями сверхтонкой структуры щелочных атомов, «одетых» НЧ-радиополем спинового генератора, зави-

сел от знака круговой поляризации света накачки, интенсивности прикладываемых полей и номера магнитодипольного перехода в СВЧ-спектре поглощения. Было обнаружено, что абсолютная величина этого сдвига в ТКМОН на краевом резонансе более чем на порядок меньше, чем в аналоге, настроенном на 0–0-магнитнезависимый переход. При этом для поляризаций света накачки σ^+ и σ^- сдвиг частоты генерации наблюдался с противоположным знаком при однонаправленной отстройке частоты СВЧ-поля от резонансного значения.

Принципиальной особенностью функционирования ТКМОН в условиях лазерной накачки на линии D_2 является работоспособность устройства лишь при настройке лазера на ДВ-компоненту электродипольного перехода, т. е. когда с полем накачки взаимодействует максимальное число атомов на подуровнях сверхтонкой структуры. Перестройка частоты лазера на КВ-компоненту линии D_2 не дает положительного эффекта вследствие невыполнения условий самовозбуждения из-за низкой концентрации атомов, вызванной эффектом сверхтонкой оптической накачки.

Анализ графиков на рис. 8 позволяет сделать вывод о заметном влиянии параметров источника накачки на характер дисперсии Аллана в области больших времен усреднения t . Исследование влияния фликкерных процессов на техническую ширину линии спинового генератора, проведенное авторами в работе [24], показывает, что при $t \rightarrow \infty$ техническая ширина линии автоколебаний (а следовательно, и дисперсия Аллана) увеличивается по закону $(t^{n-1})^{1/2}$. Использование этой закономерности позволяет установить значения коэффициента n в ТКМОН на краевом резонансе и КСЧОН на 0–0-переходе. В пределах погрешностей измерений и предположении неизменности наклона зависимостей на рис. 8б вплоть до времен усреднения порядка 10^6 – 10^7 с коэффициент n можно оценить в диапазоне: порядка 2.5 — для зависимости 2 и 2.8 — для зависимостей 1 и 3.

Определенный интерес представляет вариант ТКМОН с лазерной накачкой щелочных атомов на D_1 -линии головного дублета, где весомое значение приобретает тензорная компонента светового сдвига, зависящая от ориентации магнитного поля относительно оптической оси [15]. Высокая степень корреляции светового сдвига на СВЧ- и НЧ-переходах, реализуемая в ТКМОН на атомном уровне, позволяет рассчитывать на соответствующее уменьшение ориентационной погрешности измерительного модуля атомных часов.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Brossel, A. Kastler, and J. Winter, *J. Phys. Et le Radium* **13**, 668 (1952).
2. A. Kastler, *J. Opt. Soc. Amer.* **47**, 460 (1957).
3. В. Б. Кудрявцев, А. П. Лысенко, Н. М. Милохин, Н. М. Тищенко, *Прецизионные частотные преобразователи автоматизированных систем контроля и управления*, Энергия, Москва (1974).
4. Н. М. Померанцев, Г. В. Скроцкий, *УФН* **100**, 361 (1970).
5. J. C. Fang and J. Qin, *Sensors* **12**, 6331 (2012).
6. Н. М. Померанцев, В. М. Рыжков, Г. В. Скроцкий, *Физические основы квантовой магнитометрии*, Наука, Москва (1972).
7. Е. Б. Александров, А. К. Вершовский, *УФН* **179**, 605 (2009).
8. А. И. Пихтелев, А. А. Ульянов, Б. П. Фатеев и др., *Стандарты частоты и времени на основе квантовых генераторов и дискриминаторов*, Сов. Радио, Москва (1978).
9. Ф. Риле, *Стандарты частоты. Принципы и приложения*, Наука, Москва (2009).
10. S. Siahatgor and V. E. Hochuli, *Quant. Electr.* **5**, 295 (1969).
11. M. Arditi and J. L. Picque, *Optics Comm.* **15-2**, 317 (1975).
12. M. Arditi and J. L. Picque, *J. Phys. B: Atom. Phys.* **88**, 331 (1975).
13. W. Happer and B. S. Mathur, *Phys. Rev.* **163**, 12 (1967).
14. E. B. Aleksandrov, A. M. Bonch-Bruevich, N. N. Kostin, and V. A. Rhodovoi, *Sov. Phys. JETP* **22**, 986 (1966).
15. А. А. Баранов, С. В. Ермак, В. В. Семенов, *Опт. и спектр.* **114**, 18 (2013).
16. В. В. Семенов, *Изв. ВУЗов, физика, Вып. 2*, 86 (1999).
17. А. А. Баранов, С. В. Ермак, В. В. Семенов, *НТВ №3(104)* (2010), «Физическая оптика», с. 95.
18. H. J. Metcalf and van der P. Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York, Berlin, Heidelberg (1999).
19. M. Stahler, R. Wynands, S. Knappe, J. Kitching, L. Hollberg, A. Taichenachev, and V. Yudin, *Opt. Lett.* **27**, 1472 (2002).
20. Affolderbach, C. Andreeva, S. Cartaleva, T. Karaulanov, G. Miletì, and D. Slavov, *Appl. Phys. B* **8**, 1 (2005).
21. А. А. Баранов, С. В. Ермак, В. В. Семенов, *НТВ №1(141)* (2012), «Радиофизика», с. 152.
22. Y.-Y. Jau, A. B. Post, N. N. Kuzma, A. M. Braun, M. V. Romalis, and W. Happer, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 110801-1 (2004).
23. Е. Б. Александров, М. В. Балабас, А. К. Вершовский, А. С. Пазгалев, *ЖТФ* **70**, 118 (2000).
24. С. В. Ермак, П. В. Зимницкий, Р. В. Смолин, В. В. Семенов, *Письма в ЖТФ №6*, 82 (2014).