05

Метод стабилизации частоты лазера, основанный на балансном детектировании сигналов линейного дихроизма в парах цезия

© М.В. Петренко, А.К. Вершовский

ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: m.petrenko@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 25.05.2026 г.
В окончательной редакции 17.06.2026 г.
Принята к публикации 19.06.2026 г.

Представлен усовершенствованный метод стабилизации частоты лазера, основанный на балансном детектировании сигналов линейного дихроизма в парах цезия при модуляции поперечного магнитного поля. Этот метод является модификацией ранее предложенного нами метода TL-DAVLL. Он использует сигналы, возникающие вследствие эффекта выстраивания и вызывающие поворот поляризации линейно поляризованного света, что позволяет получать сигналы ошибок на частоте модуляции магнитного поля с использованием простых средств. Метод также обеспечивает подавление избыточных шумов интенсивности лазерного излучения, сохраняя все преимущества TL-DAVLL, такие как отсутствие модуляции частоты лазера и использование слабых магнитных полей. Продемонстрирована эффективность стабилизации частоты диодного лазера с внешним резонатором вблизи низкочастотного перехода в линии D_1 Cs с использованием предложенного метода.

Ключевые слова: стабилизация частоты лазера, пары цезия, оптическое выстраивание, линейный дихроизм, балансное детектирование, поперечное магнитное поле.

DOI: 10.61011/OS.2026.09.63815.9922-26

Введение

Прогресс в области высокоточных спектроскопических методов и тесно связанных с ними методов квантовой оптики привел к появлению новых квантовых приборов, таких как оптические [1] и радиочастотные стандарты на основе тепловых и холодных атомов, а также принципиально новых типов квантовых сенсоров, включая датчики магнитного [2–6] и электрического [7] полей, угловой скорости [8], температуры [9]. При этом подавляющее большинство перечисленных устройств и методов базируется на применении высококогерентных лазерных источников, частота которых стабилизирована относительно узких спектральных линий поглощения в атомной среде. В качестве такой среды традиционно выступают водородоподобные системы с одним валентным электроном, а именно атомы щелочных металлов в газовой фазе (преимущественно рубидий и цезий), либо изолированные однозарядные ионы щелочноземельных элементов. Атомно-оптические переходы, выступающие в роли встроенных частотных эталонов, обеспечивают высокую точность и долговременную стабильность, что делает их ключевым элементом квантово-оптических устройств.

Стандартный модуль стабилизации частоты лазера включает в себя ячейку с атомами в газовой фазе, систему термостатирования, магнитный экран и оптический тракт для формирования и направления пучка. Вместе с тем следует отметить, что основные схемы стабилизации частоты используют сигнал поглощения (или насыщенного поглощения), что требует модуляции частоты излучения, глубина которой сопоставима с шириной используемого спектрального контура [10], с последующим синхронным детектированием [11]. Существенным недостатком данного метода является расщепление линии лазерного излучения на ряд спектральных компонент, формирующих антисимметричный многокомпонентный спектр, что ограничивает применимость данного подхода для приложений, чувствительных к подобной модуляции [12].

Существенный прогресс в области стабилизации лазерной частоты был достигнут с появлением метода DAVLL (dichroic atomic vapor laser lock), который впервые позволил осуществлять привязку частоты лазера к атомному переходу без использования частотной модуляции [13,14]. Данный подход основан на регистрации сигнала кругового дихроизма в присутствии продольного магнитного поля. К числу его основных достоинств относятся простота реализации, компактность оптической схемы (использующей один лазерный пучок), а также возможность эффективного подавления амплитудных шумов лазерного излучения. В то же время методу присущи недостатки: работа на нулевой частоте регистрируемого сигнала и необходимость создания сильного магнитного поля. Несмотря на это, схемы на основе DAVLL получили широкое распространение в лабораторной практике, были предложены различные модификации, позволяющие в той или иной мере преодолеть указанные ограничения. Среди них — использование резонансов насыщенного поглощения [15–17]

и многолучевые конфигурации для детектирования субдопплеровских резонансов циркулярного дихроизма [18].

Ранее нами был предложен альтернативный подход — метод TL-DAVLL (transverse linear dichroic atomic vapor laser lock), лишенный перечисленных выше недостатков [19]. В его основе лежит регистрация сигналов поперечного линейного дихроизма [20], возникающих при модуляции направления поперечного магнитного поля, приложенного к ячейке с парами щелочного металла. Стабилизация осуществляется по сигналу поглощения линейно поляризованного излучения. Предлагаемый метод не требует модуляции частоты лазерного излучения, создания сильных магнитных полей в области взаимодействия, а также прецизионной компенсации внешнего магнитного поля, что существенно упрощает его практическую реализацию.

В настоящей работе представлена существенная модификация метода TL-DAVLL, позволяющая реализовать подавление избыточных лазерных шумов без потерь мощности. Указанный результат достигается за счет введения в схему балансного детектора, чувствительного к азимуту поляризации света, а также изменениям основных параметров эксперимента — температуры рабочей ячейки, интенсивности лазерного излучения, направления модулируемого поперечного магнитного поля.

Балансное детектирование поворота плоскости поля, вызванного эффектом циркулярного двулучепреломления, широко используется для детектирования сигналов ориентации. При регистрации сигналов выстраивания поворот плоскости поляризации происходит за счет другого эффекта — линейного дихроизма, т.е. зависимости коэффициента поглощения среды от угла между плоскостью поляризации излучения и направлением вектора магнитного поля. На основе теоретического расчета сигнала линейного дихроизма [20,21] нами ранее было показано, что при использовании балансного детектирования амплитуда регистрируемых сигналов может незначительно превышать значения, достигаемые при детектировании по поглощению. При этом отношение сигнал-шум при балансном детектировании может быть существенно выше благодаря эффективному подавлению избыточных шумов интенсивности лазерного излучения. Это подавление достигается за счет разделения пучка с помощью поляризационного светоделительного куба на два луча с ортогональными поляризациями и изначально равными интенсивностями (светоделительная плоскость куба расположена под углом 45 ° к поляризации излучения). Интенсивности двух лучей регистрируются независимо и соответствующие им фототоки вычитаются, что позволяет вычесть вклад технических (но не дробовых) шумов интенсивности лазера.

Однако оптимальные характеристики стабилизации в схеме [19] и схеме, предлагаемой в настоящей работе, достигаются при различных значениях параметров, в первую очередь это относится к параметрам модуляции поперечного магнитного поля.

Описание метода

В среде на основе атомов щелочных металлов генерация сигналов линейного дихроизма возможна при условии накачки линейно поляризованным излучением. Рассмотрим геометрию, в которой световой пучок распространяется вдоль оси z, а внешнее слабое магнитное поле ориентировано по оси x. В данной конфигурации линейный дихроизм проявляется в различии коэффициентов поглощения K_x и K_y для двух ортогональных поляризационных компонент. Трансформация поляризационного состояния луча с начальным азимутом поляризации ϕ при прохождении через такую среду описывается в рамках формализма Джонса:

$$\begin{pmatrix} E_{x'} \\ E_{y'} \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \tag{1}$$

где $E_x = E\cos(\phi)$, $E_y = E\sin(\phi)$, E — амплитуда электрической составляющей световой волны, $\mathbf{T}$ — матрица Джонса, содержащая действительные коэффициенты пропускания T_{ij} (что соответствует отсутствию двойного лучепреломления):

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} \sqrt{1-K_x} & 0 \\ 0 & \sqrt{1-K_y} \end{pmatrix}. \tag{2}$$

В среде с линейным дихроизмом коэффициент поглощения удобно представить в виде двумерного вектора $\mathbf{K} = (K_x, K_y)^{\mathrm{T}}$, где символ T обозначает операцию транспонирования. В отсутствие накачки среда предполагается изотропной, что характерно для атомарных систем в газовой фазе. Линейный дихроизм в таких системах возникает вследствие различия во взаимодействии со средой компонент накачки, поляризованных параллельно и перпендикулярно направлению магнитного поля. Подобный тип линейного дихроизма можно классифицировать как индуцированный дихроизм. Следует отметить, что введённый вектор $\mathbf{K}$ не является вектором в полном смысле этого понятия, его определение корректно лишь в системе координат, жёстко связанной с направлением магнитного поля.

Рассмотрим ячейку, содержащую атомы щелочного металла и буферный газ. Предполагается, что давление буферного газа достаточно для обеспечения полного перемешивания возбуждённых состояний. В этих условиях оптическая накачка приводит к депопуляции зеемановских подуровней основного состояния, характеризующейся различными скоростями. При этом скорости повторного заселения всех подуровней основного состояния оказываются одинаковыми (так называемый режим депопуляционной накачки [22]). Населенности возбуждённых состояний при этом можно считать пренебрежимо малыми. В отсутствие когерентности в основном состоянии, что выполняется в стационарных условиях эксперимента при достаточно сильном магнитном поле,

накачка среды линейно поляризованным светом с вектором электрического поля $(E_x, E_y)^{\mathrm{T}}$ в присутствии магнитного поля, ориентированного вдоль оси x, позволяет рассчитать распределение населённостей путём решения системы балансовых уравнений [21].

Дальнейшее определение поглощения осуществляется посредством разложения поляризации среды по сферическим компонентам, что эквивалентно представлению поляризационных моментов матрицы плотности среды в виде разложения по неприводимым тензорным составляющим [23–25]:

$$\rho = \sum_{k=0}^{2F} \sum_{q=-k}^{k} \rho_q^{(k)} T_q^k, \tag{3}$$

где $\rho_q^{(k)}$ — мультиполи с рангом $k = 0, \ldots, 2F$, $q = -k, \ldots, k$, T_q^k — неприводимые сферические тензорные операторы. Линейный дихроизм в данном случае вызывается возникающим при накачке эффектом выстраивания, которое в стационарном случае может быть описано пятью мультиполями $\rho_i^{(2)}$ $(i = -2, \ldots, 2)$. Умножение полученных мультипольных моментов на соответствующие моменты поляризационной матрицы света даёт искомую величину поглощения.

В конфигурации с одним лазерным лучом индуцированный линейный дихроизм в среде атомов щелочного металла проявляется одновременно в виде поглощения света и поворота плоскости поляризации, обусловленного различием коэффициентов поглощения K_x и K_y. Наиболее простой способ измерения сигнала поворота плоскости поляризации (S_B) заключается в разделении луча на две ортогонально поляризованные компоненты с исходно равной интенсивностью. Ось поляризационно-разделительного элемента ориентируется под углом $\pi/4$ относительно начального азимута поляризации пучка. Интенсивности компонент регистрируются двумя фотоприемниками, их разностный сигнал соответствует измеряемой величине S_B, а суммарный сигнал — пропусканию среды S_T.

Расчёт величины S_B выполняется путём подстановки коэффициентов поглощения K_x и K_y в уравнения (1) и (2) с последующим поворотом системы координат на угол $\pi/4 - \phi$ и вычислением разности интенсивностей соответствующих поляризационных компонент:

$$\begin{pmatrix} E_{x''} \\ E_{y''} \end{pmatrix} = \mathbf{R}\left(\frac{\pi}{4} - \phi\right) \mathbf{T} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \tag{4}$$

$$S_B = E^*_{Ry''} E_{Ry''} - E^*_{Rx''} E_{Rx''}, \tag{5}$$

где $\mathbf{R}(\theta)$ — матрица поворота на угол θ.

Коэффициенты поглощения K_x и K_y могут быть выражены через два независимых параметра линейной поляризуемости среды Δ_x и Δ_y. При этом в условиях полного перемешивания в возбуждённом состоянии свойства среды характеризуются единственным параметром $\Delta_{\mathrm{M}} = \Delta_x = -2\Delta_y$. Линейный дихроизм при этом определяется разностью $\Delta K = (K_x - K_y)/2$. В приближении слабой накачки он принимает вид [21]:

$$\Delta K = \frac{3}{2} I_0 \Delta_{\mathrm{M}}^2 P_{L2}, \tag{6}$$

где I_0 — интенсивность накачки, $P_{L2} = P_{L2}(\phi) = (1 + 3\cos(2\phi))/4$ — второй полином Лежандра. При наличии нескольких перекрывающихся оптических переходов (например, $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$, $F' = 4$ в линии D_1 цезия) спектральная зависимость ΔK даётся суммой по всем парам переходов i, j:

$$\Delta K(\nu, \phi) = \frac{3}{2} I_0 P_{L2} \sum_{i,j} f_i L(\nu - \nu_i) \Delta_{\mathrm{M}i} \Delta_{\mathrm{M}j}, \tag{7}$$

где f_i — относительная сила осциллятора, ν — частота лазерного излучения, $L(\nu - \nu_i)$ — лоренцев контур линии с полушириной Г. Детектируемый балансный сигнал при этом в приближении тонкого слоя будет пропорционален [21]:

$$S_B \approx \Delta K I_d(\nu) \sin(2\phi), \tag{8}$$

где $I_d(\nu)$ — спектральная мощность излучения детектирования.

Однако в реальных условиях при столкновениях с буферным газом возможно частичное сохранение ядерной компоненты момента в возбуждённом состоянии, что приводит к различию эффективностей накачки и детектирования [26]. Введём множители $k_i = (0 < k_i \leq 1)$ только для процессов накачки. В результате скорость накачки на переходе i уменьшается пропорционально k_i, тогда как эффективность детектирования остаётся неизменной. Тогда в однолучевой схеме эффективные интенсивности для накачки равны $I_{0i} = I_0 k_i f_i L_i$, для детектирования — $I_{0j} = I_0 f_j L_j$, где $L_i \equiv L(\nu - \nu_i)$. Для двух оптических переходов 1 и 2 с одного сверхтонкого уровня основного состояния введём среднюю эффективность накачки $k = (k_1 + k_2)/2$ и безразмерные параметры $r_i = (k_i/k)^{1/2}$. При этом стоит учесть, что для таких переходов значения Δ_{M1} и Δ_{M2} имеют разный знак [21]. Тогда выражение для наблюдаемого балансного сигнала с учетом модифицированного выражения (7) приобретает следующий вид:

$$S_B(\nu, \phi) = -B I_0^2 P_{L2} \big((r_1 f_1 |\Delta_{\mathrm{M1}}| L_1 - r_2 f_2 |\Delta_{\mathrm{M2}}| L_2)^2 - (r_1 - r_2)^2 f_1 f_2 |\Delta_{\mathrm{M1}} \Delta_{\mathrm{M2}}| L_1 L_2 \big) \sin(2\phi), \tag{9}$$

где $B > 0$ — нормировочный коэффициент. Из формулы (9) следует, что инверсия сигнала становится возможной благодаря перекрестному детектированию, когда выстраивание, созданное на переходе $F = I + 1/2 \leftrightarrow F' = I + 1/2$, детектируется на переходе $F = I + 1/2 \leftrightarrow F' = I - 1/2$ и наоборот.

На рис. 1, *b* показана полученная по формуле (9) частотная зависимость $S_B(\nu)$ для пары переходов

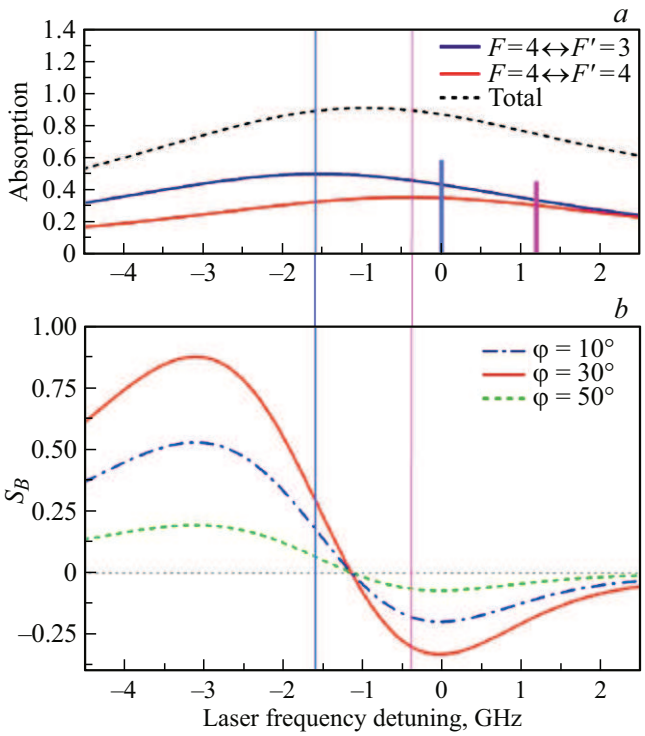


Рис. 1. (a) Рассчитанный спектр поглощения Cs (линия D_1) в ячейке, заполненной азотом с давлением 200 Torr. Показаны отдельные линии поглощения и суммарный спектр. (b) Рассчитанные по формуле (9) зависимости балансных сигналов S_B от частоты лазера для различных азимутов поляризации света ϕ. Вертикальные линии на рисунках указывают на рассчитанные центры линий поглощения, сдвинутые давлением буферного газа. Частота лазера отсчитывается от невозмущенного перехода $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ D_1-линии Cs.

$F = 4 \leftrightarrow F' = 3$, $F' = 4$ линии D_1 цезия при разных азимутах поляризации света. При расчете использовались коэффициенты $\Delta_{M1} = -\Delta_{M2}$ и значение $(r_1 - r_2)^2 = 0.033$. В области пересечения контуров переходов наблюдается инверсия знака сигналов S_B с пересечением нуля в точке $\nu_{las} = -1.14$ GHz. При этом оптимальные значения крутизны сигнала в области нуля достигаются в окрестности угла поворота $\phi = 30^\circ$. Данная особенность открывает возможность использования таких сигналов для стабилизации частоты лазера. При модуляции направления вектора внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_{mod}$ относительно направления поляризации света между углами $+\phi$ и $-\phi$, что эквивалентно модуляции направления поляризации относительно оси x в рассматриваемой системе координат, демодулированный сигнал поворота плоскости поляризации будет равен удвоенной величине $S_B(\nu, \phi)$ в силу ее нечетности относительно ϕ.

Отметим, что полученное выражение (9) для величины $S_B(\nu, \phi)$ в приближении слабой накачки отличается от формулы (33) из работы [21] для сигнала линейного дихроизма, регистрируемого по поглощению излучения (используемого в [19]), множителем $P_{L2}\sin(2\phi)$. Следовательно, в предлагаемой схеме регистрируемая удвоенная амплитуда сигнала $S_B(\nu, \phi)$ при углах поворота магнитного поля около $\phi = 30^\circ$ относительно направления поляризации излучения примерно соответствует амплитуде сигнала поглощения. Подобная оценка соотношения разностного и суммарного сигналов линейного дихроизма была ранее получена в [20]; при сильной накачке это соотношение может достигать значения $k \approx 2$.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 2, включала полупроводниковый лазер с внешним резонатором производства компании VitaWave (Троицк, Москва), генерирующий пучок линейно поляризованного света с длиной волны 895 nm (линия поглощения D_1 атома цезия) и сечением 3 mm^2. Вектор электрического поля излучения $\mathbf{E}$ был ориентирован вдоль оси x. Свет пропускался через рабочую ячейку в направлении оси z. Ячейка имела внутренние размеры $5 \times 5 \times 5$ mm и содержала несколько миллиграммов цезия и азот при давлении 200 Torr. Она была помещена в термостат (не показан на схеме) и цилиндрический трехслойный магнитный экран [27,28].

Как показано в [21], выбор давления буферного газа в ячейке определяет интервал длин волн, в котором наблюдается инверсия сигнала линейного дихроизма. Смещение соответствующих этому интервалу частот примерно соответствует сдвигу спектральных линий буферным газом, для азота N_2 равному -1542 MGz. Метод TL-DAVLL работоспособен при давлениях азота в диапазоне 35–300 Torr с дальнейшим снижением крутизны регистрируемых сигналов с увеличением давления азота.

Исследовались зависимости сигнала поворота плоскости поляризации света S_B от отстройки частоты лазерного излучения ν_{las} относительно линий поглощения цезия. Частота лазера сканировалась в области линии поглощения $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$, $F' = 4$ (низкочастотная пара переходов). Для формирования сигнала S_B осуществлялась модуляция направления вектора поперечного магнитного поля $\mathbf{B}_{mod}$ в плоскости (xy) с частотой f_{mod}, создаваемого трехмерной системой катушек Гельмгольца. Модуляция осуществлялась таким образом, что угол между $\mathbf{B}_{mod}$ и осью x варьировался между значениями $+\phi$ и $-\phi$. Продольная пара катушек (z) использовалась для компенсации остаточного продольного магнитного поля в экране. Температура ячейки в экспериментах варьировалась от $T = 63\,^\circ$C до $T = 90\,^\circ$C. Измерения проводились при $\mathbf{B}_{mod} = 3\,\mu$T, $f_{mod} = 80$ Hz и мощности лазера $P = 0.38$ mW.

Сигналы регистрировались с использованием балансного детектора, включающего поляризационный куб, ориентированный под углом 45° относительно оси x, и два фотодиода. В процессе измерений записывались как разностный сигнал между двумя фотодиодами (S_B), так и суммарный сигнал S_T фототока I_{ph} излучения,

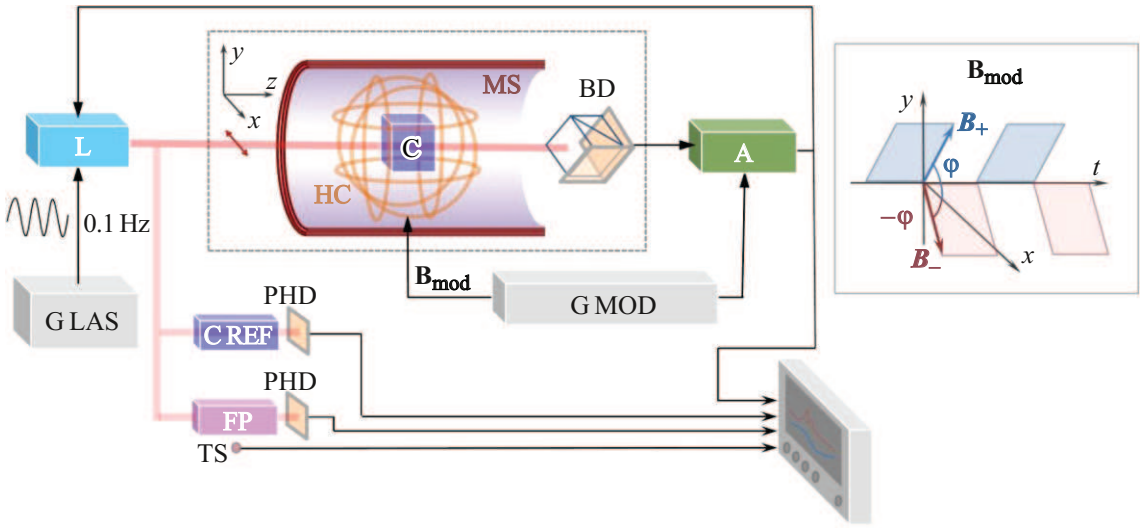


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: L — лазер; C — ячейка; MS — магнитный экран; HC — катушки Гельмгольца; BD — балансный детектор; A — синхронный усилитель; G MOD — генератор, обеспечивающий модуляцию направления магнитного поля $\mathbf{B}_{\text{mod}}$; C REF — опорная ячейка; FP — интерферометр Фабри–Перо; PHD — фотодиоды; TS — датчик температуры интерферометра; G LAS — генератор модуляции тока лазера. На вставке показана временная диаграмма переключения направления вектора $\mathbf{B}_{\text{mod}}$.

проходящего через ячейку. Далее сигнал S_B подвергался усилению с помощью малошумящего усилителя и демодуляции на частоте f_{mod} с использованием синхронного усилителя Stanford Research SR830. Синхронное детектирование позволило эффективно подавить избыточный шум, ограничив диапазон регистрируемых частот [29,30]. Параллельно регистрировалась интенсивность света, проходящего через эталонную вакуумную ячейку. Сигнал от эталонной ячейки аппроксимировался суммой двух гауссовых профилей на нелинейной подложке, что позволило установить частотную шкалу для каждой записи.

В экспериментах по стабилизации частоты лазерного излучения балансный сигнал линейного дихроизма после синхронного детектирования подавался в контур обратной связи блока управления лазером, выступая в качестве сигнала ошибки S_{err}. Это позволило стабилизировать частоту лазера вблизи значения, соответствующего нулевому значению сигнала S_B. Для эмуляции внешних воздействий, приводящих к изменению лазерной частоты, в ток лазера вводилась модуляция с частотой $f_{\text{las mod}} = 0.1$ Hz. Независимое измерение частоты лазера осуществлялось с помощью интерферометра Фабри–Перо.

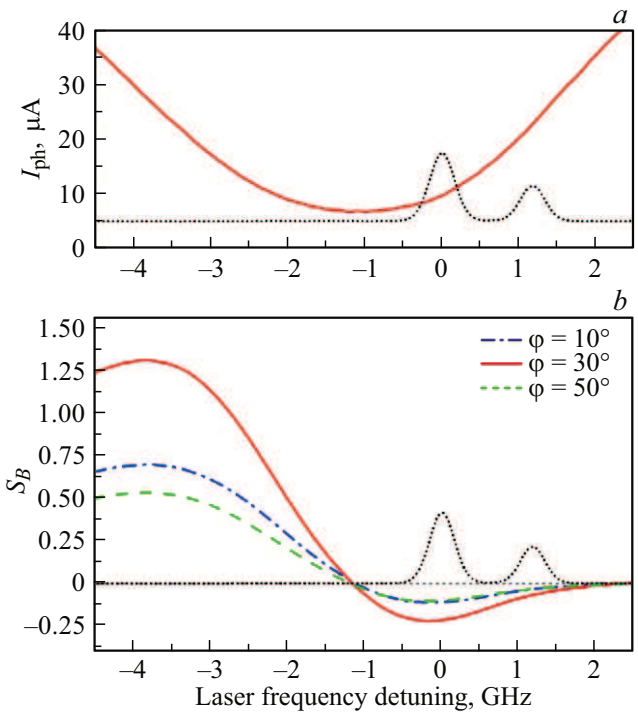


Рис. 3. (*a*) Сигнал пропускания рабочей ячейки (сплошная линия) и линии поглощения в эталонной вакуумной ячейке (пунктир). (*b*) Балансные сигналы линейного дихроизма, полученные для трех значений ϕ, на фоне линий поглощения в эталонной ячейке (пунктир).

Результаты и обсуждение

На рис. 3, *a* приведены сигнал пропускания рабочей ячейки и линии поглощения, зарегистрированные в эталонной вакуумной ячейке. На рис. 3, *b* представлены характерные записи сигналов S_B (линейного дихроизма) в зависимости от отстройки частоты лазера ν_{las} относительно эталонного перехода $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ линии D_1 поглощения. Температура ячейки составляла $T = 88.5\,^{\circ}$C. Экспериментально из-

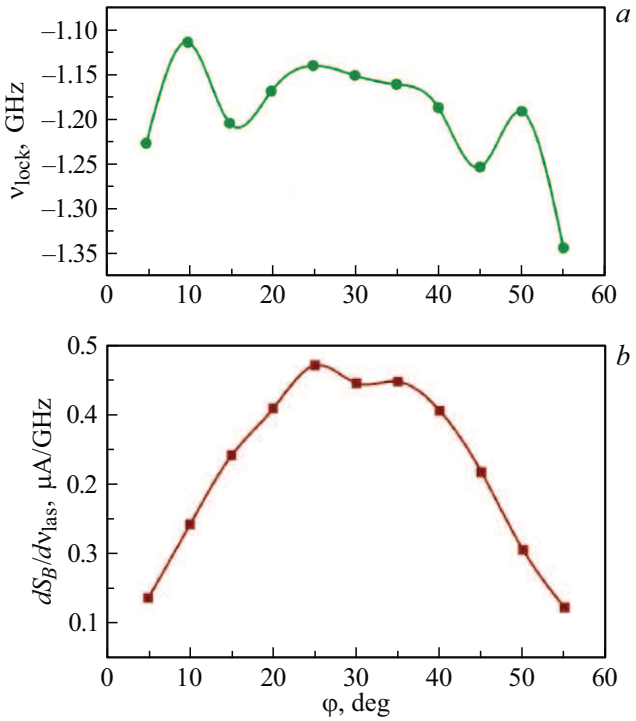


Рис. 4. Зависимости частоты стабилизации лазера (a) и крутизны сигнала (b) от угла между вектором $\mathbf{B}_{mod}$ и осью x.

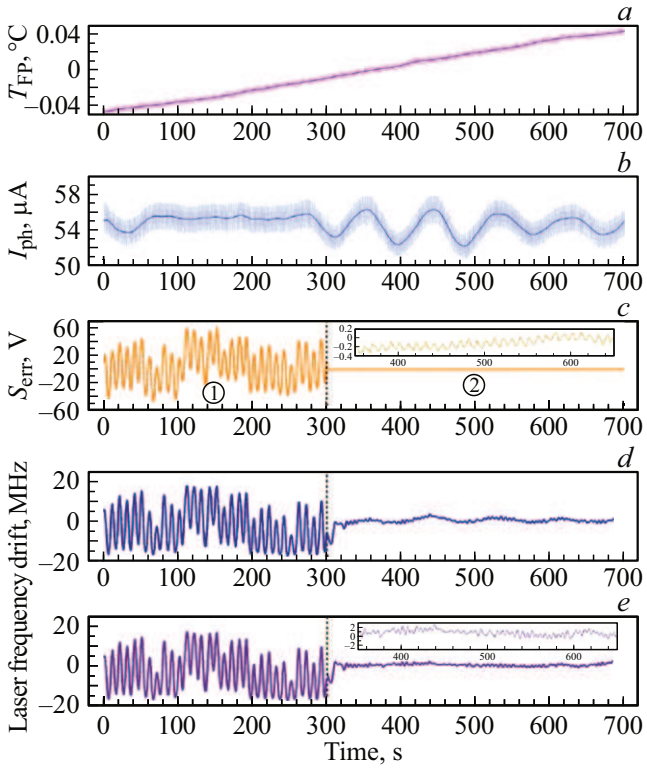


Рис. 5. Результаты эксперимента, демонстрирующего подавление внешних возмущений частоты лазера с использованием схемы стабилизации: (a) изменения температуры воздуха вблизи интерферометра Фабри–Перо; (b) фототок; (c) сигнал с выхода синхронного усилителя (сигнал ошибки); (d) сигнал с интерферометра Фабри–Перо, преобразованный в шкалу частот; (e) тот же сигнал после математической обработки. На вставках показаны увеличенные фрагменты соответствующих записей. Временные интервалы: (1) — стабилизация частоты лазера выключена, (2) — стабилизация включена.

меренные сигналы S_B демонстрируют хорошую корреляцию с рассчитанными сигналами (рис. 1, b).

Полученные при различных значениях угла ϕ сигналы S_B были подвергнуты цифровой фильтрации. Для каждого режима определялись частота лазера, соответствующая нулевому значению сигнала S_B (ν_{lock} — отстройка частоты стабилизации лазера от эталонного перехода $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ линии D_1), и крутизна сигнала в этой точке $dS_B/d\nu_{las}$. Результаты обработки представлены на рис. 4. Экспериментально установлено, что крутизна достигает максимальных значений в диапазоне углов $\phi = 25° - 35°$, что указывает на оптимальные углы поворота вектора поперечного магнитного поля $\mathbf{B}_{mod}$ в схеме стабилизации частоты лазерного излучения. Полученные данные хорошо согласуются с результатами расчетов балансных сигналов линейного дихроизма в цезии, представленными на рис. 1.

Как показано на рис. 4, a, частота стабилизации лазера ν_{lock} относительно перехода $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ при углах $\phi = 25° - 35°$ составляет приблизительно -1.15 GHz и демонстрирует вариации в пределах 25 MGz. Наибольшие изменения частота ν_{lock} испытывает при приближении к значениям, при которых сигнал линейного дихроизма исчезает, а именно $\phi = 0°$ и $\phi \sim 55°$ (так называемый „магический угол“ [20,21]).

Следует отметить, что аналогично случаю сигналов линейного дихроизма, регистрируемых по пропусканию излучения через ячейку [19], ширина спадающего участка зависимости S_B от отстройки частоты (рис. 3, b) позволяет осуществлять контролируемую перестройку частоты лазера в пределах контура линии поглощения, хотя и с некоторой потерей точности. Данная возможность реализуется путём искусственного смещения постоянного уровня сигнала на выходе синхронного детектора. Указанная потеря точности обусловлена незначительным изменением крутизны сигнала S_B на его спадающем участке.

Нами была осуществлена стабилизация частоты диодного лазера с внешним резонатором с использованием балансного сигнала линейного дихроизма. Результаты эксперимента, проведенного при температуре ячейки $T = 77.5$ °C, представлены на рис. 5. Частота стабилизации лазера соответствовала нулевому значению сигнала S_B и была смещена относительно невозмущенного перехода $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ на величину $\nu_{lock} = -1.1$ GHz. В ходе эксперимента в течение первых 300 s лазер функционировал в режиме без стабилизации частоты (область 1 на рис. 5, c). В момент времени $t = 300$ s система стабилизации была активирована и оставалась включённой до $t = 700$ s (область 2). Для наглядности

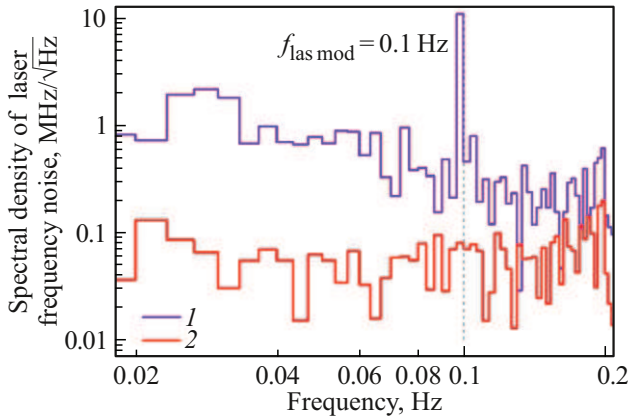


Рис. 6. Спектры сигналов интерферометра Фабри–Перо с выключенным (*1*) и включенным (*2*) контуром стабилизации.

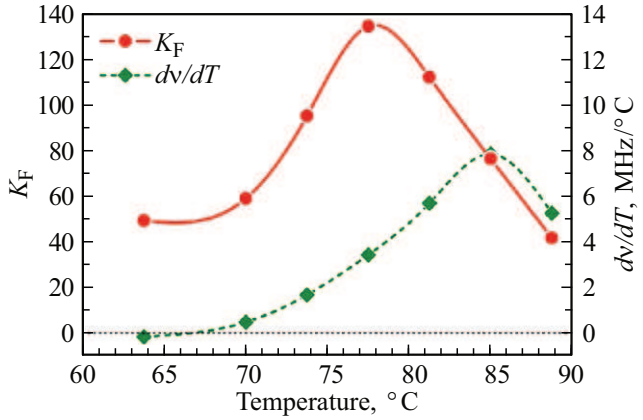


Рис. 7. Измеренные зависимости коэффициента подавления K_F в петле обратной связи и температурного коэффициента частоты стабилизации $d\nu/dT$ от температуры ячейки.

в ток лазера вводилась синусоидальная модуляция на частоте $f_{\text{las mod}} = 0.1$ Hz. В качестве сигнала ошибки S_{err} (рис. 5, *c*) использовался балансный сигнал линейного дихроизма S_B с выхода синхронного усилителя. Суммарный коэффициент усиления сигнала S_B составлял $A_C = 5.1 \cdot 10^3$ В/μА.

На рис. 5, *d* приведена отстройка частоты лазера $\Delta\nu_{\text{las}}$ относительно частоты стабилизации ν_{lock}, измеренная в эксперименте при помощи интерферометра Фабри–Перо. Следует отметить, что на результат измерения частоты лазера влияют два фактора. Во-первых, он зависит от температуры интерферометра, что связано с температурным коэффициентом расширения инвара ($1.2 \cdot 10^{-6}\,\text{K}^{-1}$). В связи с этим в экспериментальную установку был включен независимый датчик температуры поверхности интерферометра. Температурный коэффициент ухода частоты интерферометра, рассчитанный на основании изменений температуры интерферометра (рис. 5, *a*) и отстройки частоты лазера (рис. 5, *d*), за время эксперимента составил 26 MGz/K. Во-вторых, вариации температуры ячейки в термостате могут достигать 1 °C, что приводит к вариациям сигнала пропускания ячейки (рис. 5, *b*) и коррелированным с ними вариациям частоты стабилизации лазера (рис. 5, *d*). Таким образом, математическая обработка измеренной частоты лазера заключалась в вычитании из полученного сигнала вклада, связанного с изменениями температуры интерферометра и рабочей ячейки. Результат обработки представлен на рис. 5, *e*.

Эффективность подавления внешних возмущений тока лазера оценивалась путем сравнения спектров сигнала интерферометра при выключенной и включенной стабилизации (рис. 6). Полученный коэффициент подавления в петле обратной связи при температуре рабочей ячейки $T = 77.5$ °C составил $K_F \approx 134$. При этом погрешность стабилизации частоты лазера достигла значения 0.1–0.2 MHz.

В ходе работы была проведена серия экспериментов по стабилизации частоты лазера, подобных представленным на рис. 5, 6, при нескольких значениях температуры рабочей ячейки. На рис. 7 представлены зависимости коэффициента подавления в петле обратной связи K_F и температурного коэффициента частоты стабилизации лазера от температуры ячейки. Видно, что за счет снижения K_F можно подобрать условия, при которых частота стабилизации в первом порядке не зависит от температуры ячейки. Следует отметить, что достигнутое в демонстрационных экспериментах значение $K_F \sim 10^2$ обусловлено не фундаментальными ограничениями (такими как атомный проекционный шум или дробовой фотонный шум), а особенностями частотной характеристики используемой схемы управления лазером. Применение ПИД-регулятора позволит реализовать коэффициент подавления на уровне достигнутого в эксперименте отношения сигнал/шум, т. е. достичь значений $10^5 - 10^6$.

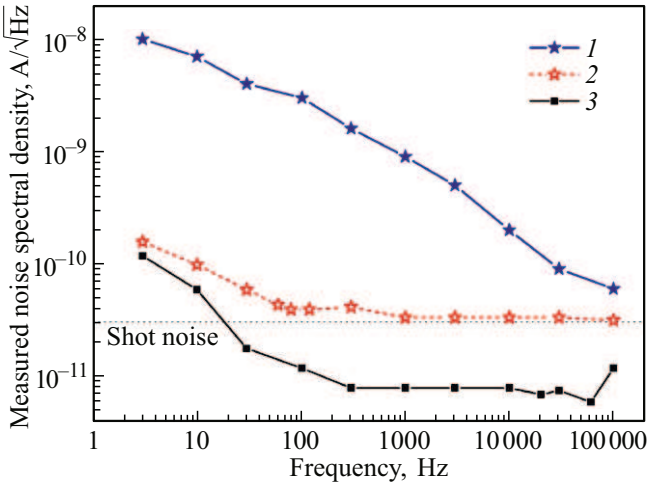


Рис. 8. Измеренная спектральная плотность шума при работе детектора: (*1*) — в режиме регистрации сигналов поглощения, (*2*) — в балансном режиме. (*3*) Собственный шум синхронного детектора.

В заключение обсудим шумовые и частотные характеристики предлагаемого метода стабилизации. Преимущество использования балансного метода регистрации заключается в первую очередь в подавлении шумов интенсивности лазерного излучения при дифференциальном детектировании. В качестве типичного примера на рис. 8 приведены измеренные при помощи синхронного усилителя Stanford Research SR830 медианные значения (в единицах фототока) спектральной плотности шума выходного сигнала фотодетектора, работающего как в балансном режиме, так и в режиме регистрации сигнала поглощения, при прямой засветке линейно поляризованным излучением. Источник излучения — стабилизированный по частоте полупроводниковый лазер с внешним резонатором. С увеличением частоты обе кривые спадают к значению, соответствующему расчетной величине дробового шума, однако в частотном интервале от 3 до 80 Hz шум в балансном канале оказывается на два порядка меньше шума в суммарном канале. Таким образом, при сравнимых амплитудах использование балансного детектирования дает существенный выигрыш в отношении сигнал-шум, что приводит к уменьшению влияния шумов на сигнал ошибки, используемый для стабилизации лазера.

Ранее нами было проведено исследование частотной зависимости крутизны сигналов поглощения линейного дихроизма [19]. Результаты показали, что зависимость носит нетривиальный характер с инверсией фазы. При этом близкая к максимальной амплитуда сохраняется на частотах до ~ 500 Hz, но сигнал наблюдается на частотах до 10 kHz при снижении амплитуды в 2.5 раза. Поскольку на данном этапе мы не ставили задачу достижения максимального быстродействия, нами была выбрана частота модуляции направления поперечного магнитного поля $f_{\text{mod}} = 80$ Hz, которая соответствует низкому (сравнимому с дробовым) уровню регистрируемых шумов интенсивности лазерного излучения в балансной схеме (рис. 8), обеспечивает близкую к максимальной чувствительность и равноудалена от частот технических шумов, кратных 50 Hz.

Выводы

Представлена модификация предложенного ранее метода стабилизации частоты лазера TL-DAVLL. Предлагаемый подход основан на балансной регистрации сигналов линейного дихроизма в поперечном магнитном поле. Данный метод позволяет подавлять избыточные лазерные шумы без потерь мощности излучения, сохраняя при этом такие преимущества, как отсутствие модуляции лазерного излучения и использование слабых магнитных полей. Экспериментально продемонстрирована работоспособность предложенной схемы для стабилизации частоты лазера в окрестности пары низкочастотных переходов линии D_1 Cs в газонаполненной ячейке. Получены параметры сигналов, подтверждающие высокую достижимую чувствительность метода. Продемонстрированный в демонстрационном эксперименте коэффициент подавления сигнала ошибки в петле обратной связи при температуре рабочей ячейки $T = 77.5\,^{\circ}$C составил $K_F \approx 134$, при этом погрешность стабилизации частоты лазера достигла значения $0.1-0.2$ MHz. Учитывая схожесть процессов оптической накачки в атомах Cs и ^{87}Rb, можно предположить, что предложенный нами метод применим также для стабилизации частоты лазера на D_1 линии поглощения ^{87}Rb.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A.D. Ludlow, M.M. Boyd, J. Ye, E. Peik, P.O. Schmidt. Rev. Mod. Phys., **87**, 637 (2015). DOI: 10.1103/RevModPhys.87.637

[2] Y. Lu, T. Zhao, W. Zhu, L. Liu, X. Zhuang, G. Fang, X. Zhang. Sensors, **23**, 5318 (2023). DOI: 10.3390/s23115318

[3] P. Zhou, W. Quan, K. Wei, Z. Liang, J. Hu, L. Liu, G. Hu, A. Wang, M. Ye. Biosensors, **12**, 1098 (2022). DOI: 10.3390/bios12121098

[4] J. Li, W. Quan, B. Zhou, Z. Wang, J. Lu, Z. Hu, G. Liu, J. Fang. IEEE Sensors Journal, **18**, 8198 (2018). DOI: 10.1109/JSEN.2018.2863707

[5] M.V. Petrenko, S.P. Dmitriev, A.S. Pazgalev, A.E. Ossadtchi, A.K. Vershovskii. IEEE Sensors Journal, **21**, 18626 (2021). DOI: 10.1109/JSEN.2021.3089455

[6] D. Budker, M. Romalis. Nature Physics, **3**, 227 (2007). DOI: 10.1038/nphys566

[7] J. Peng, S. Jia, J. Bian, S. Zhang, J. Liu, X. Zhou. Sensors, **19**, 2860 (2019). DOI: 10.3390/s19132860

[8] C.L. Garrido Alzar. AVS Quantum Science, **1**, 014702 (2019). DOI: 10.1116/1.5120348

[9] G.-Q. Liu, R.-B. Liu, Q. Li. Acc. Chem. Res., **56**, 95 (2023). DOI: 10.1021/acs.accounts.2c00576

[10] Y. Wu, B. Sun, X. Li. J. Korean Phys. Soc., **79**, 795 (2021). DOI: 10.1007/s40042-021-00308-7

[11] Y. Yan, G. Liu, H. Lin, K. Yin, K. Wang, J. Lu. Chinese Optics Letters, **19** (12), 121407 (2021). DOI: 10.3788/COL202119.121407

[12] G.M. Tino. Quant. Sci. Technol., **6**, 024014 (2021). DOI: 10.1088/2058-9565/abd83e

[13] B. Chéron, H. Gilles, J. Hamel, O. Moreau, H. Sorel. J. Phys. III France, **4**, 401 (1994). DOI: 10.1051/jp3:1994136

[14] K.L. Corwin, Z.-T. Lu, C.F. Hand, R.J. Epstein, C.E. Wieman. Appl. Opt., **37**, 3295 (1998). DOI: 10.1364/AO.37.003295

[15] G. Wasik, W. Gawlik, J. Zachorowski, W. Zawadzki. Appl. Phys. B, **75**, 613 (2002). DOI: 10.1007/s00340-002-1041-2

[16] M.L. Harris, S.L. Cornish, A. Tripathi, I.G. Hughes. J. Phys. B, **41**, 085401 (2008). DOI: 10.1088/0953-4075/41/8/085401

[17] L.-J. Zhang, H. Zhang, Y.-T. Zhao, L.-T. Xiao, S.-T. Jia. Chinese Physics B, **28**, 084211 (2019). DOI: 10.1088/1674-1056/28/8/084211

[18] V.B. Tiwari, S. Singh, S.R. Mishra, H.S. Rawat, S.C. Mehendale. Opt. Commun., **263**, 249 (2006). DOI: 10.1016/j.optcom.2006.01.028

[19] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, A.K. Vershovskii. Photonics, **11**, 926 (2024). DOI: 10.3390/photonics11100926
[20] А.К. Вершовский, А.С. Пазгалев, М.В. Петренко. Опт. и спектр., **132** (8), 869 (2024). [A.K. Vershovskii, A.S. Pazgalev, M.V. Petrenko. Opt. Spectrosc., **132** (8), 825 (2024). DOI: 10.61011/EOS.2024.08.60034.6982-24]
[21] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, A.K. Vershovskii. Phys. Rev. A, **112** (2), 023107 (2025). DOI: 10.1103/wjyb-vf2y
[22] W. Happer. Rev. Mod. Phys., **44** (2), 169 (1972). DOI: 10.1103/RevModPhys.44.169
[23] A. Omont. Progr. Quant. Electron., **5**, 69 (1977). DOI: 10.1016/0079-6727(79)90003-X
[24] K. Blum. In: *Density Matrix Theory and Applications*, ed. by K. Blum (Springer, Berlin, Heidelberg, 2012), p. 115. DOI: 10.1007/978-3-642-20561-3_4
[25] E. Breschi, A. Weis. Phys. Rev. A, **86**, 053427 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevA.86.053427
[26] Е.Н. Попов, В.А. Бобрикова, С.П. Воскобойников, К.А. Баранцев, С.М. Устинов, А.Н. Литвинов, А.К. Вершовский, С.П. Дмитриев, В.А. Картошкин, А.С. Пазгалев, М.В. Петренко. Письма в ЖЭТФ, **108** (8), 543 (2018). DOI: 10.1134/S0370274X18200043 [E.N. Popov, V.A. Bobrikova, S.P. Voskoboinikov, K.A. Barantsev, S.M. Ustinov, A.N. Litvinov, A.K. Vershovskii, S.P. Dmitriev, V.A. Kartoshkin, A.S. Pazgalev, M.V. Petrenko. JETP Letters, **108**, 513 (2018). DOI: 10.1134/S0021364018200122].
[27] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, A.K. Vershovskii. Phys. Rev. Appl., **15**, 064072 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.064072
[28] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, A.K. Vershovskii. Phys. Rev. Appl., **20**, 024001 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.20.024001
[29] M. Meade. J. Phys. E, **15** (4), 395 (1982). DOI: 10.1088/0022-3735/15/4/001
[30] K. Kishore, S. Akbar. IEEE Sensors Journal, **20**, 10345 (2020). DOI: 10.1109/JSEN.2020.2993309