

Квантовый магнитометр с оптической накачкой, комбинирующий достоинства M_X - и M_Z -устройств

© А.К. Вершовский, С.П. Дмитриев, А.С. Пазгалев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
199034 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: antver@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 24 января 2012 г. В окончательной редакции 31 января 2013 г.)

Предложена и апробирована схема магнитометрического устройства, одновременно использующего два типа сигналов магнитного резонанса: M_X -сигнал и M_R -сигнал, обусловленный радиальной составляющей вращающегося атомного магнитного момента. По форме, динамическим характеристикам и метрологическим параметрам M_R -сигнал подобен широко используемому в магнитометрии M_Z -сигналу, но в отличие от последнего он может эффективно регистрироваться совместно с M_X -сигналом в общей радиооптической схеме. Предлагаемое устройство представляет собой быстрый M_X -магнитометр, фаза в петле обратной связи которого управляется реализованным на тех же атомах медленным точным магнитометром на M_R -сигнале. Устройство может быть реализовано на базе стандартного M_X -датчика; оно сочетает высокое ($\tau \leq 0.1$ s) быстродействие с точностью, примерно равной разрешающей способности квантового M_X -дискриминатора на временах порядка 10–100 s. Приведены результаты тестирования экспериментальной реализации схемы. Статистическая оценка воспроизводимости показаний составила (1.2 ± 1.1) pT.

Введение

Квантовые магнитометры с оптической накачкой (КМОН) известны с 1960-х годов; первый полный обзор методов квантовой магнитометрии был дан в [1], наиболее недавние — в [2,3]. Область применения КМОН включает как фундаментальную физику (высокоточные физические эксперименты), так и прикладные измерения (магнитная геологоразведка, археология, медицина, военное дело и т.д.). В основе работы КМОН лежат явления оптической накачки [4,5] и оптического детектирования магнитного резонанса [6]. В простейшей схеме КМОН поляризованный свет вызывает оптическую ориентацию обладающих собственным магнитным моментом атомов; при этом создается макроскопическая намагниченность среды. Регистрируемым сигналом является изменение интенсивности резонансного света, прошедшего сквозь ячейку с рабочим веществом.

В лабораторной системе координат XYZ , ось Z которой направлена вдоль магнитного поля, в условиях магнитного резонанса вектор магнитного момента \mathbf{M} движется по поверхности так называемой сферы Блоха, причем его проекция на плоскость XY вращается с круговой частотой, равной частоте приложенного переменного поля (рис. 1). В системе координат $X'Y'Z$, вращающейся с частотой переменного поля ω вокруг оси Z , вектор \mathbf{M} неподвижен (либо медленно эволюционирует при переходных процессах); компоненты момента u и v в системе $X'Y'Z$ связаны с M_X и M_Y соотношениями $M_X = u \cos(\omega t)$, $M_Y = v \sin(\omega t)$. Компонента M_Z одинакова в обеих системах, то же можно сказать и про модуль поперечной компоненты $M_R = (M_X^2 + M_Y^2)^{1/2} = (u^2 + v^2)^{1/2}$.

Существуют два основных класса КМОН, использующих различные типы сигналов, наблюдаемых при магнитном резонансе: магнитометр M_Z -типа регистрирует изменение продольной по отношению к магнитному полю макроскопической намагниченности атомной среды, которая определяется населенностями магнитных зеемановских уровней. M_X -магнитометр детектирует поперечную компоненту магнитного момента, осциллирующую в условиях точного резонанса на частоте Лармора. Данный тип сигнала связан с наведенной в атомной

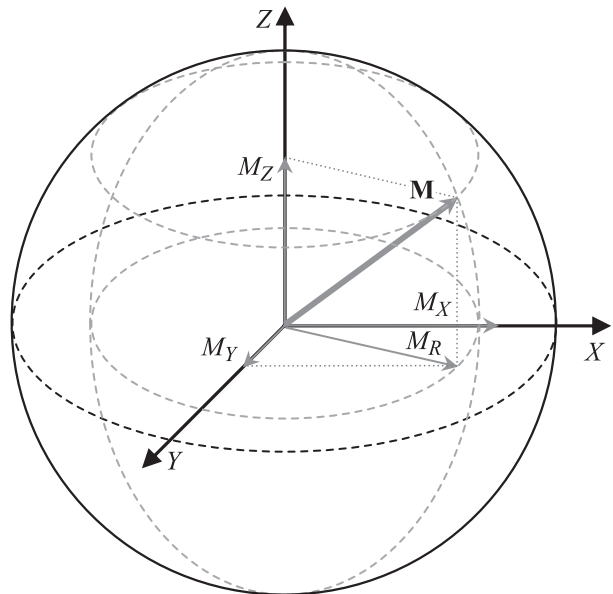


Рис. 1. Сфера Блоха и магнитный момент \mathbf{M} в лабораторной системе координат: M_Z — продольная компонента момента, M_R — вращающаяся поперечная компонента, M_X — проекция M_R на ось X .

среде когерентностью, описываемой недиагональными элементами матрицы плотности.

Характеристики этих двух типов КМОН различаются существенным образом. Магнитометры M_Z -типа имеют высокую точность, ограниченную сдвигами линии магнитного резонанса, которые, в свою очередь, пропорциональны ширине линии. Их быстродействие, т.е. скорость, с которой они способны измерять магнитное поле, определяется временем релаксации продольной намагниченности M_Z , т.е. величиной, также связанной с шириной линии. Таким образом, сужение линии магнитного резонанса приводит к повышению точности, и одновременно к снижению быстродействия магнитометра. Быстродействие M_Z -схемы ограничено процедурой определения центра симметричного M_Z -резонанса, которая предполагает модуляцию частоты резонансного радиочастотного поля на частоте, как правило, более низкой, чем ширина линии. Сигнал поглощения детектируется на частоте модуляции, не связанной с частотой прецессии магнитного момента, и разность фаз между прецессирующей намагниченностью и приложенным радиочастотным полем не влияет на точность измерения.

Магнитометры M_X -типа обладают высоким быстродействием, их время реакции ограничено периодом прецессии магнитных спинов, который в магнитном поле земного диапазона составляет единицы микросекунд, однако по параметру абсолютной точности M_X -магнитометры уступают магнитометрам M_Z -типа. Дело в том, что прецессия спинов в магнитном резонансе является вынужденной, т.е. вызывается внешним воздействием. Обычно в качестве такого воздействия используется радиочастотное магнитное поле, направленное перпендикулярно или под углом к измеряемому полю; вообще говоря, магнитный резонанс также может быть возбужден модуляцией интенсивности или поляризации света накачки, или модуляцией времени релаксации среды, но эти методы редко используются на практике. Для управления частотой радиочастотного поля ω обычно используют фазовый детектор, измеряющий фазу сигнала M_X -резонанса по отношению к фазе радиочастотного поля. В идеальном случае выходной сигнал детектора характеризуется дисперсионной зависимостью от расстройки радиочастотного поля, что позволяет использовать его для приведения частоты ω к частоте магнитного резонанса.

Зависимость формы детектируемого M_X -сигнала от полного фазового сдвига φ в сигнальном тракте прибора представляет серьезную техническую проблему. Сдвиг φ определяется физической геометрией полей, используемой в конкретной конструкции M_X -магнитометра (т.е. взаимным расположением векторов постоянного и переменного магнитных полей по отношению к направлению света накачки—детектирования), а также рядом технических параметров, таких как задержка распространения сигнала в электронных цепях.

Компенсация фазового сдвига φ производится при помощи фазовращающих устройств, с точностью компенсации фазы $\Delta\varphi$ связана абсолютная погрешность магнитометра δB : $\delta B = \Gamma \operatorname{tg}(\Delta\varphi)/\gamma$, где Γ — полуширина линии магнитного резонанса, γ — гиромагнитное отношение используемого в КМОН вещества. Таким образом, в погрешность магнитометра дают вклад как ошибки процедуры измерения φ , так и последующие вариации этой величины. В [7] авторами описан способ построения основанной на цифровых технологиях петли фазовой автоподстройки частоты для квантовых M_X -магнитометров с оптической накачкой, в [8] предложена методика представления сигнала магнитного резонанса, позволяющая в условиях значительных случайных вариаций магнитного поля осуществлять надежную коррекцию фазы. Отметим, однако, что данная методика предполагает выключение прибора из процесса измерения на время коррекции фазового сдвига, т.е. не может быть использована в приложениях, работающих в реальном времени.

Существует еще один принципиальный фактор, ограничивающий точность КМОН, — это наличие в низкочастотном (зеemanовском) спектре щелочных атомов более чем одного резонансного перехода. Так, низкочастотный спектр атома цезия в среднем земном поле ($\sim 50 \mu\text{T}$) состоит из восьми переходов, различающихся всего на $\sim 2nT$. Поэтому множество резонансов фактически сливаются в один общий несимметричный резонанс шириной около $14nT$.

В отличие от цезия и других щелочных металлов калий в земном магнитном поле имеет почти полностью разрешенную систему магнитных резонансов в основном состоянии, что позволяет выделить одну изолированную линию, и в какой-то мере игнорировать прочие линии спектра, чем и обусловлена высокая предельно достижимая точность калиевых магнитометров. Степень изолированности выделенного резонанса определяется соотношением ширины индивидуальной линии и расстояния до ближайшей соседней линии. Если используются сигналы M_X -типа, то влияние крыла соседнего резонанса на положение максимума выделенного резонанса характеризуется величиной $\Delta\omega \cong \alpha\Gamma/\Delta$, где $\alpha < 1$ — относительная величина соседнего резонанса, Γ — ширина резонанса и Δ — расстояние до ближайшей линии ($\Delta \gg \Gamma$). Если же используется сигнал M_Z -типа, то влияние соседнего резонанса много меньше — оно пропорционально $\Gamma(\Gamma/\Delta)^3$. В поле $50 \mu\text{T}$ для изотопа калия ^{39}K расстояние Δ составляет приблизительно 0.5 kHz , а для ^{41}K — около 1 kHz . При ширине резонанса 5 Hz сдвиг частоты ведущего резонанса под влиянием соседнего оказывается менее 0.05 Hz для ^{39}K . Этому соответствует максимальная ошибка измерения магнитного поля порядка $7 pT$, что на 3 порядка меньше, чем систематическая ошибка стандартного цезиевого магнитометра, но уже в поле $20 \mu\text{T}$ ошибка M_X -схемы в силу квадратичности зеemanовского расщепления возрастает

до 44 pT , тогда как ошибка M_Z -схемы даже в этих условиях не превышает 0.17 pT .

Таким образом, два типа КМОН оказываются взаимно дополнительными в отношении параметров точности и быстродействия. В приложениях, требующих высокой точности измерения магнитного поля, применяются главным образом медленные M_Z -магнитометры, и наоборот, там, где высокая скорость измерений важнее, в частности в аэрогеологоразведке, используются быстрые, но „неабсолютные“ магнитометры M_X -типа.

Начиная с работы 1972 г. [9] (Allen и Bender) было предложено несколько вариантов магнитометров с оптической накачкой, объединяющих достоинства M_X и M_Z -магнитометров. Основная идея заключается в соединении в одной конструкции двух типов магнитометров, причем сигнал M_Z -магнитометра используется для медленной коррекции быстродействующего партнера. Позже идея тандема использовалась в конструкции Cs–K тандема, созданного в Геофизическом центре Потсдама (E. Pulz, GFZ Potsdam [10]), и в Cs–4K тандеме, использующем сигнал четырехквантового резонанса в калии [11]. Такое решение характеризуется повышенной сложностью конструкции, так как фактически вместо одного прибора используются два.

Постановка задачи

В [12] был впервые предложен вариант решения проблемы одновременного достижения высокой (на уровне M_Z -магнитометра) точности и высокого (на уровне M_X -магнитометра) быстродействия без потери свойственной этим устройствам вариационной чувствительности. В настоящей работе дается развернутое описание предложенной схемы. Предлагаемое устройство не является тандемом в полном смысле этого слова, если под „тандемом“ понимать композицию двух приборов с разными рабочими веществами и/или с независимыми схемами оптической накачки и детектирования. Для того чтобы объяснить принцип действия устройства, обратимся к теории магнитного резонанса.

Рассмотрим в двухуровневом резонансном приближении систему магнитных подуровней основного состояния щелочного атома. Под действием оптической накачки возникает намагниченность M_Z , пропорциональная разности населенностей [13]:

$$M_Z = M_Z^0 \frac{\Gamma_2^2 + \delta^2}{\Gamma_2^2 + \delta^2 + 4V^2\Gamma_2/\Gamma_1}, \quad (1)$$

где $M_Z^0 = \frac{2}{3} \frac{I}{\Gamma_1} n g \mu_B$ — равновесная продольная намагниченность, установившаяся в процессе оптической накачки, n — концентрация атомов, g — g -фактор атома, μ_B — магнетон Бора, I — темп оптической накачки, пропорциональный интенсивности света, Γ_1, Γ_2 — постоянные релаксации продольной и поперечной намагниченности с учетом уширяющего действия света,

$V = g \mu_B B_1 / \hbar$ — частота Раби резонансного вращающегося радиочастотного поля амплитудой B_1 , $4V^2\Gamma_2/\Gamma_1$ — уширение радиочастотным полем, $\delta = \omega - \omega_0$ — расстройка частоты радиополя ω относительно частоты магнитного резонанса $\omega_0 = g \mu_B B / \hbar$ в магнитном поле B .

Когерентность ρ_{12} , через которую выражаются осциллирующие поперечные компоненты магнитного момента M_X и M_Y , определяется выражением

$$\rho_{12} = \frac{-iV}{\Gamma_2 + i\delta} N_{21} e^{i\omega t}, \quad (2)$$

$$M_X \propto \text{Re}(\rho_{12}) = N_{12} g \mu_B \frac{-V\delta}{\Gamma_2^2 + \delta^2 + 4V^2\Gamma_2/\Gamma_1} \cos(\omega t), \quad (3)$$

$$M_Y \propto \text{Im}(\rho_{12}) = N_{21} g \mu_B \frac{-V\Gamma_2^2}{\Gamma_2^2 + \delta^2 + 4V^2\Gamma_2/\Gamma_1} \sin(\omega t), \quad (4)$$

где $N_{21} = n(\rho_{22} - \rho_{11})$ — разность населенностей уровней.

Перенос сигнала в низкочастотную область осуществляется с помощью фазового детектора, в общем случае его выходной сигнал в зависимости от расстройки δ имеет вид суммы дисперсионного и лоренцевского контуров, взятых с относительными весами, определяемыми фазой φ . В [7] было показано, что для детектирования сигнала с последующей компенсацией фазового сдвига может быть использована система из двух квадратурных фазовых детекторов (т.е. детекторов, опорные сигналы которых сдвинуты один относительно другого по фазе на 90°), генерирующих сигналы S_X и S_Y , при этом выход каждого детектора также может быть представлен, как сумма двух составляющих:

$$S_X(t) \propto \text{Re}[e^{i\varphi} \rho_{12}] = \cos(\varphi) M_X - \sin(\varphi) M_Y, \quad (5)$$

$$S_Y(t) \propto \text{Im}[e^{i\varphi} \rho_{12}] = \cos(\varphi) M_Y + \sin(\varphi) M_X. \quad (6)$$

Складывая компоненты S_X и S_Y с весами, равными $\cos(\psi)$ и $\sin(\psi)$ соответственно, можно осуществить поворот фазы сигнала на произвольный угол ψ , и выбором $\psi = -\varphi$ добиться того, что результирующий сигнал

$$S = S_X \cos(\psi) + S_Y \sin(\psi) \quad (7)$$

будет иметь дисперсионную форму: $S \sim M_X$. Этот сигнал можно использовать в схеме M_X -магнитометра для привязки частоты радиочастотного поля к частоте резонанса. Точность (абсолютная погрешность) магнитометра напрямую связана с точностью, с которой устанавливается компенсирующая фаза ψ .

Существует несколько способов подбора компенсирующей фазы ψ и измерения ошибки установки фазы [8]. Общим недостатком, свойственным всем этим методам, является принципиальная невозможность осуществлять коррекцию вариаций фазового сдвига одновременно с непрерывным (как того требует большинство приложений) измерением поля.

Полноценным решением сформулированной в начале раздела проблемы была бы реализация тандема, использующего одну ячейку и один магнитный резонанс. Однако реализация M_X - и M_Z -магнитометров на одном датчике затруднена уже потому, что эти две схемы требуют разного расположения накачивающих и пробных лучей по отношению к магнитному полю. Хотя в стандартной схеме M_X -датчика, использующей для накачки и детектирования резонанса всего один луч, направленный под 45° к магнитному полю, генерируются оба сигнала M_X - и M_Z -типа, но разная их зависимость от угла поворота датчика по отношению к магнитному полю делает затруднительным их совместное использование. Кроме того, одновременное и при этом не ухудшающее соотношение сигнал/шум детектирование M_X - и M_Z -сигналов является нетривиальной технической задачей. Поэтому в качестве сигнала привязки медленного точного магнитометра мы использовали радиальную (в плоскости XY) составляющую вращающегося магнитного момента (M_R -сигнал).

Отличительными чертами устройства являются:

1. Использование радиальной составляющей вращающегося атомного магнитного момента M_R (рис. 1).
2. Объединение быстрого, работающего в непрерывном режиме M_X -магнитометра и реализованного на тех же атомах и в той же радиооптической схеме медленного и точного M_R -магнитометра в квазитандем. Как и в существующих схемах тандема [10,11], сигнал медленного точного магнитометра используется для корректировки показаний быстрого M_X -магнитометра.
3. Возможность реализации устройства на базе стандартного калиевого M_X -датчика, все необходимые изменения относятся к устройствам обработки сигнала магнитного резонанса.

Практическая реализация M_X – M_R -магнитометра

При помощи тех же двух квадратурных фазовых детекторов (5), (6) можно одновременно с детектированием M_X -сигнала измерить квадрат модуля поперечной компоненты вращающегося момента $\mathbf{M}_R = M_X \mathbf{e}_X + M_Y \mathbf{e}_Y$:

$$M_R^2 = M_X^2 + M_Y^2 = S_X^2 + S_Y^2, \quad (8)$$

причем результат измерения не зависит от фазы φ . Это естественно, поскольку модуль вектора не может зависеть от системы координат, в которой он определен. Квадрат M_R -сигнала зависит от расстройки δ квадратичным образом

$$M_R^2 = (M_Z^0)^2 V^2 \frac{\Gamma_2^2 + \delta^2}{(\Gamma_2^2 + \delta^2 + 4V^2 \Gamma_2 / \Gamma_1)^2}. \quad (9)$$

Сигнал M_R^2 имеет симметричный по отношению к частотной расстройке δ -вид, в приближении слабого уширения радиочастотным полем ($V \rightarrow 0$) он приобретает

такую же лоренцевскую зависимость от расстройки, как и обычный сигнал M_Z -магнитометра. Также заметим, что влияние на положение верхушки M_R^2 -сигнала соседних резонансов мало в той же мере, что и их влияние на M_Z -сигнал. Используя то обстоятельство, что сигнал M_R^2 не зависит от фазы φ , можно найти точное положение частоты магнитного резонанса и, зная его, установить правильное значение компенсирующей фазы ψ .

Как и в M_Z -магнитометре, для этого удобно применить технику модуляции расстройки $\delta_M = \delta + \varepsilon \sin(2\pi\Omega t)$ низкой частотой Ω с девиацией ε . При ненулевой расстройке δ сигнал M_R^2 оказывается модулированным на частоте Ω . Синхронным детектированием на частоте Ω можно получить низкочастотный сигнал ошибки $M_R'^2$, который в случае медленной по сравнению с шириной резонанса модуляции имеет вид нечетной функции расстройки δ :

$$M_R'^2 = 2(M_Z^0)^2 \delta \varepsilon V^2 \frac{4V^2 \Gamma_2 / \Gamma_1 - \Gamma_2^2 - \delta^2}{(\Gamma_2^2 + \delta^2 + 4V^2 \Gamma_2 / \Gamma_1)^3}. \quad (10)$$

При точной настройке частоты радиополя $\delta = 0$ модуляция на частоте Ω исчезает.

Нас в дальнейшем будет интересовать зависимость сигнала $M_R'^2$ от ошибки установки фазы $\Delta\varphi = \varphi - \psi$, которая в замкнутой петле обратной связи (ОС) связана с расстройкой соотношением

$$\delta = \Gamma \operatorname{tg}(\Delta\varphi). \quad (11)$$

Здесь $\Gamma = \sqrt{\Gamma_2^2 + 4V^2 \Gamma_2 / \Gamma_1}$ — полная ширина резонанса.

Блок-схема M_X – M_R -магнитометра приведена на рис. 2. От схемы, приведенной в [7], она отличается только программным алгоритмом. Если модуляция частоты резонансного радиополя осуществляется непосредственно (как в M_Z -схеме), мы теряем возможность быстрого (за времена $t < T_{\text{mod}}$) измерения частоты в схеме M_X -магнитометра. Чтобы обеспечить возможность одновременно быстрых (в M_X -канале) и медленных (в M_R -канале) измерений, вместо модуляции расстройки частоты δ нами применялась модуляция уровня захвата M_X -магнитометра за сигнал S (7).

В стандартной схеме M_X -магнитометра обратная связь (обозначим ее FB1) стремится обеспечить равенство $S = 0$, мы же изменили параметры FB1 таким образом, что в течение первой половины периода T_{mod} она стремится привести сигнал S к некоему значению $-L$, а в течение второй половины периода T_{mod} — к значению $+L$. Тем самым осуществляется прямоугольная (с точностью до постоянной времени петли FB1) модуляция и частотной расстройки δ , и фазового сдвига $\Delta\varphi$, причем M_X -магнитометр, быстрдействие которого на 2–3 порядка превосходит частоту модуляции, в любой интервал времени внутри периода модуляции продолжает отслеживать изменения магнитного поля. В результате выходные показания M_X -магнитометра $f_i(t)$ оказываются промодулированы на низкой частоте

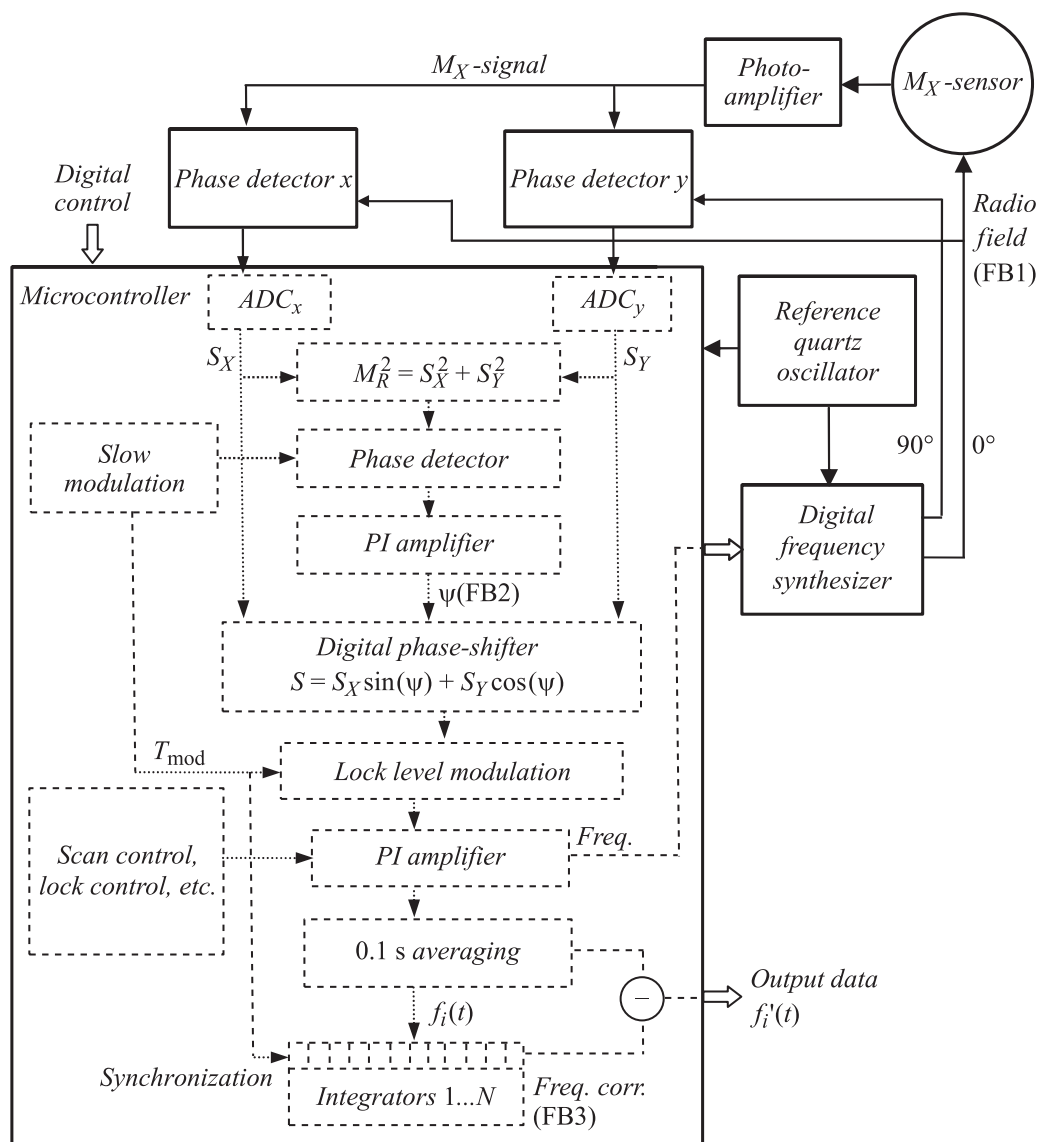


Рис. 2. Блок-схема M_X-M_R -магнитометра.

$\Omega = 1/T_{\text{mod}}$. Вторая обратная связь FB2 выделяет из показаний магнитометра сигнал на частоте Ω , используя его в качестве сигнала ошибки, управляющего компенсирующей фазой ψ .

Все факторы, обуславливающие сдвиги показаний КМОН, можно разделить на два класса:

1. Собственно сдвиги положения магнитного резонанса, обусловленные параметрами накачки и свойствами рабочей среды магнитометра.

2. Систематические погрешности измерения частоты магнитного резонанса, обусловленные параметрами электрооптических и электронных элементов и цепей магнитометра, а также геометрией датчика.

Следует отметить, что обратная связь FB2 способна компенсировать только систематические погрешности второго типа.

Третья дополнительная петля обратной связи FB3 реализована с целью очистить выходные показания магнитометра $f_i(t)$ от модуляции. Для этой цели в выходных показаниях за достаточное количество периодов выделяется и запоминается регулярная составляющая, связанная с модуляцией на частоте Ω , которая потом вычитается.

Эксперимент

Для проверки концепции M_X-M_R -магнитометра мы использовали калиевый M_X -датчик с совмещенным накачивающим и пробным лучами и схему цифровой ОС, описание которой дано в [7]. Измерения проводились в магнитном экране в поле $\cong 45 \mu\text{T}$, как со стабилизацией магнитного поля, так и без нее. Измерителем поля в экране служил цезиевый M_Z -магнитометр. Полуширина

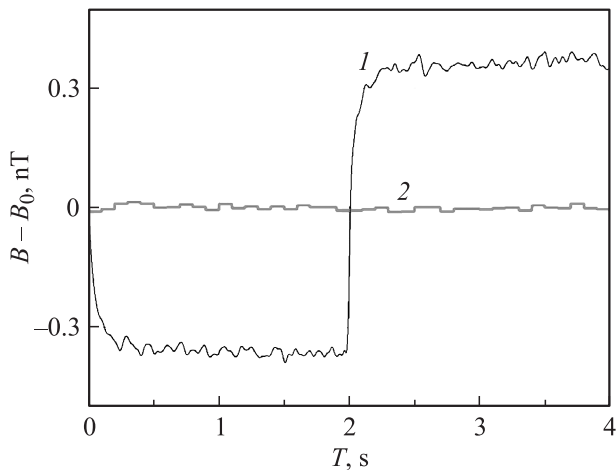


Рис. 3. Временная зависимость выходных показаний магнитометра при периоде модуляции $T_{\text{mod}} = 4$ s в стабилизированном поле: 1 — до коррекции (вывод 1280 counts/s), 2 — после осреднения за 0.1 s и коррекции.

линии M_X -резонанса при оптимальной интенсивности света накачки составляла 0.9 nT (6.3 Hz), вариационная чувствительность M_X -магнитометра — 0.5 pT при времени измерения 0.1 s.

Постоянная времени петли FB1 была выбрана равной $\tau_1 \sim 10^{-4}$ s. Программный алгоритм цифровой ОС был модифицирован в соответствии с рис. 2. Период модуляции T_{mod} варьировался в интервале 1–4 s, так чтобы обеспечить неравенство $T_{\text{mod}} \gg 1/\Gamma_1, 1/\Gamma_2$, и окончательно был выбран равным 1 s. Постоянные времена петель FB2 и FB3 определялись программно реализованными пропорционально-интегральными регуляторами в интервале 25–150 s.

Скорость вывода данных была выбрана равной $n = 10 \text{ s}^{-1}$, это потребовало реализации $N = nT_{\text{mod}} = 10$ программных регистров, накапливающих информацию о форме модуляции выходного сигнала магнитометра петлей ОС FB3 для последующей ее коррекции. На рис. 3 приведена временная зависимость выходных показаний прибора $T_{\text{mod}} = 4$ s 1) до коррекции и 2) после осреднения за $1/n = 0.1$ s и коррекции.

Отметим, что при выбранном способе чистки выходного сигнала от следов модуляции система оказывается в значительной степени слепа к составляющим спектра магнитного поля, лежащим в полосе $1/T_{\text{mod}} \pm 1/(2\pi\tau_3)$, где τ_3 — постоянная времени петли FB3. Форма модуляции выходного сигнала магнитометра зависит от времени продольной релаксации T_1 , а также от параметров петли FB1. Следовательно, величина τ_3 сверху ограничена временами вариаций параметров петли FB1, а эти времена могут быть очень велики (до сотен и более секунд), и, соответственно, ширина „слепой зоны“ — очень мала.

Рис. 4 демонстрирует работоспособность системы. Устройство помещено в меняющееся во времени маг-

нитное поле, до момента $t = 0$ M_R -канал отключен, и устройство работает в режиме M_X -магнитометра. В момент времени $t = 0$ включаются обратные связи FB2 и FB3 M_R -канала, сначала выходные показания магнитометра оказываются модулированы с периодом 1 s, но в результате работы обратной связи FB3 через несколько десятков секунд видимые следы модуляции исчезают.

На рис. 5 приведена зависимость отклика прибора от частоты возмущения магнитного поля. Как и предполагалось, прибор нечувствителен к вариациям поля на частоте 1 Hz. Как показано на врезке, ширина провала на частоте 1 Hz может регулироваться выбором τ_3 . На частотах 2, 3... n Hz и в их окрестности наблюдаются особенности, представляется, что от них можно избавиться переходом от прямоугольной модуляции частоты захвата M_X -магнитометра к синусоидальной.

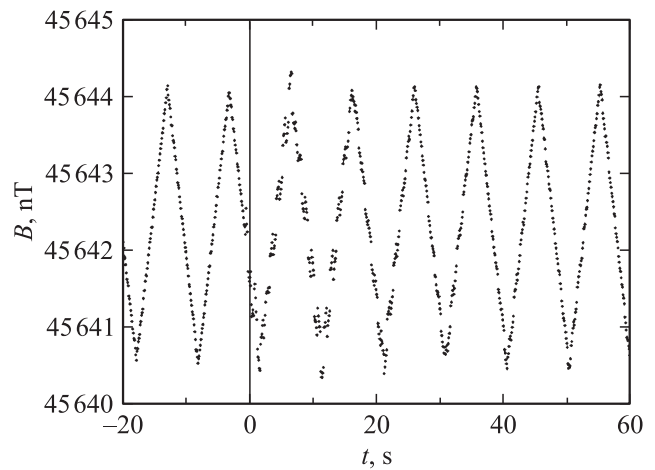


Рис. 4. Выходные показания прибора в модулированном магнитном поле. В момент $t = 0$ включается M_R -канал.

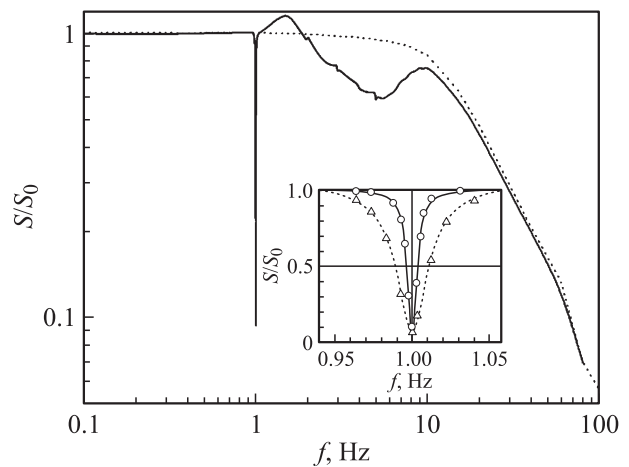


Рис. 5. Амплитудно-частотная характеристика магнитометра: пунктир — режим M_X -магнитометра, сплошная линия — режим M_X - M_R -магнитометра. На врезке — участок в окрестности частоты 1 Hz при двух значениях постоянной времени петли FB3 (37 и 133 s).

Абсолютная точность M_X -магнитометра в первую очередь определяется точностью установки компенсирующей фазы ψ . Точность установки фазы в схеме M_X-M_R -магнитометра, в свою очередь, пропорциональна крутизне демодулированного M_R^2 -сигнала.

Максимум крутизны M_R^2 -сигнала достигается при частоте Раби резонансного радиочастотного поля V_{MR} , соответствующей условию $V_{MR} = 1/2\sqrt{2-\sqrt{3}}(\Gamma_1\Gamma_2)^{1/2} \cong 0.259(\Gamma_1\Gamma_2)^{1/2}$. Это значение примерно вдвое меньше, чем оптимальное для M_X -магнитометра значение $V_{MX} = 1/2(\Gamma_1\Gamma_2)^{1/2}$. Отметим, что при $V = V_{MX}$ крутизна M_R^2 -сигнала обращается в нуль (рис. 6, 7).

На рис. 6 приведены зависимости M_R^2 -сигнала от фазовой расстройки при различных значениях амплитуды резонансного радиочастотного поля. По результатам этих измерений построена зависимость крутизны M_R^2 -сигнала от амплитуды резонансного радиочастотного поля (рис. 7), каждая экспериментальная точка на рис. 7 соответствует одной кривой на рис. 6. Отличия экспериментальной кривой от предсказаний теории, вероятно, объясняются систематической ошибкой при измерении эффективного значения поля V .

Также была произведена оптимизация частоты модуляции Ω и величины частотной девиации ε по отношению к полной полуширине Γ . Теоретически эта задача была решена для двухуровневого атома методом нестационарной теории возмущений: в случае прямоугольной частотной модуляции $\delta_M = \delta + \varepsilon \text{sign}[\sin(2\pi\Omega t)]$ расчет в первом порядке теории возмущений дает $\Omega = 0.206\Gamma$, $\varepsilon \cong 0.586\Gamma$. Экспериментально найденные величины $\Omega = 1 \text{ Hz} \sim 0.16\Gamma$ и $\varepsilon \sim 0.5\Gamma$ близки к расчетным значениям.

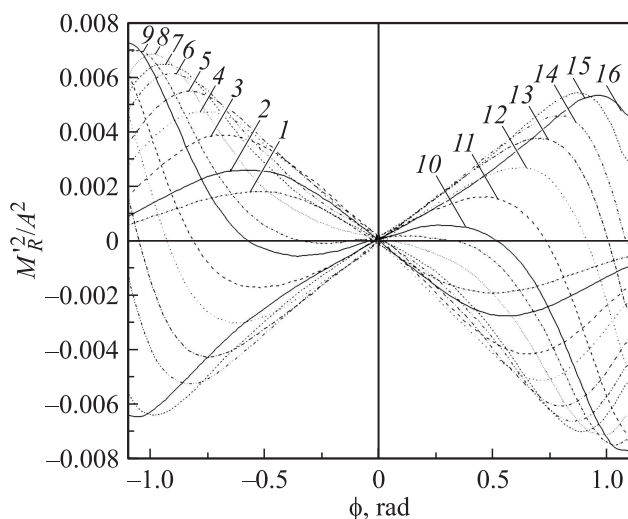


Рис. 6. Зависимости M_R^2 -сигнала от фазовой расстройки при различных значениях амплитуды резонансного радиочастотного поля. Кривые на рисунке пронумерованы в соответствии с точками на рис. 7.

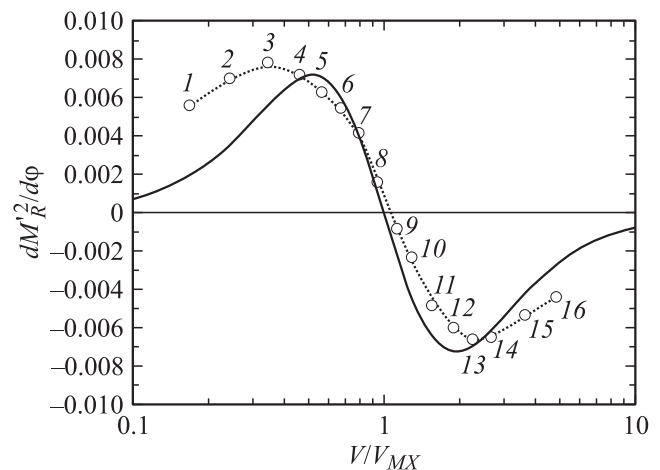


Рис. 7. Зависимость крутизны M_R^2 -сигнала от амплитуды резонансного радиочастотного поля V . Сплошная линия — теория, пунктир — результат аппроксимации экспериментальных данных.

Для прямой оценки воспроизводимости показаний магнитометра нами произведено многократное измерение значения стабилизированной фазы. Установившееся значение фазы измерялось спустя время порядка 3000 s — достаточно большое, чтобы петля FB2 отработала возмущение. Измерения проводились в магнитном экране как со стабилизацией магнитного поля, так и без нее, всего произведено 75 измерений. Каждое независимое измерение длилось 2400 s. Постоянная времени в петле ОС FB2 составляла в 120–150 s, соответственно каждое измерение разбивалось на 20 интервалов по 120 s, в котором значения установившейся в петле обратной связи фазы ψ считались независимыми друг от друга. По результатам измерений каждой серии из 20 величин вычислялись дисперсия σ и алановская вариация σ_A фазы. Алановская вариация в значительной степени позволяет исключить монотонный ход и дает характерную величину вариации измеряемого параметра за время 120 s. Ошибка магнитометра σ была определена из вариации фазы $\delta\phi$ по соотношению (11).

Статистическая оценка воспроизводимости установившейся фазы, определенная по 75 массивам, состоящим из двадцати 120-секундных измерений, соответствует статистической оценке воспроизводимости показаний M_X-M_R -магнитометра $\sigma = 1.2 \pm 1.1 \text{ pT}$, в то время как алановская вариация тех же измерений составила $\sigma_A = 0.32 \pm 0.13 \text{ pT}$. Превышение обычной вариации над алановской может быть объяснено температурной зависимостью фазового сдвига (согласно нашим измерениям этот сдвиг в пересчете к единицам магнитного поля составил $3-6 \text{ pT}/^\circ\text{C}$ при измерении температуры внутри датчика) на временах более 120 s. Отметим еще раз, что этот присущий M_X -магнитометру фазовый сдвиг измеряется с помощью введенной нами петли FB2 и с ее помощью компенсируется.

Заключение

Таким образом, нами предложена и экспериментально апробирована схема магнитометрического устройства — квантового M_x – M_R -магнитометра с оптической накачкой, представляющего собой дополнение классического быстрого M_x -магнитометра медленным точным M_R -магнитометром, реализованном на тех же атомах и в той же оптической схеме и использующем в качестве сигнала привязки радиальную составляющую вращающегося атомного магнитного момента. Продемонстрировано быстроедействие на уровне 10 counts/s при статистической оценке воспроизводимости показаний 1.2 ± 1.1 pT и алановской вариацией 0.32 ± 0.13 pT за время 120 s, равное постоянной обратной связи коррекции фазового сдвига.

Работа проводилась при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации.

Список литературы

- [1] *Happer W.* // Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. N 2. P. 169–249.
- [2] *Александров Е.Б., Вершовский А.К.* // УФН. 2009. Т. 79. Вып. 6. С. 605–637.
- [3] *Budker D., Romalis M.V.* // Nature Phys. 2007. Vol. 3. P. 227–234.
- [4] *Kastler A.* // J. Phys. Et le Radium. 1950. Vol. 11. P. 255.
- [5] *Kastler A.* // J. Opt. Soc. Am. 1957. Vol. 47. N 6. P. 460–465.
- [6] *Bitter F.* // Phys. Rev. 1949. Vol. 76. N 6. P. 833–835.
- [7] *Вершовский А.К., Пазгалев А.С.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 7. С. 108–112.
- [8] *Вершовский А.К., Александров Е.Б.* // Опт. спектр. 2006. Т. 100. № 1. С. 23–25.
- [9] *Allen A.H., Bender P.L.* // J. Geomagn. Geoelectr. 1972. Vol. 24. N 1. P. 105–125.
- [10] *Pulz E., Jäckel K.-H., Linthe H.-J.* // Meas. Sci. Tech. 1999. Vol. 10. N 11. P. 1025-1031.
- [11] *Александров Е.Б., Балабас М.Б., Вершовский А.К., Пазгалев А.С.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 7. С. 118–124.
- [12] *Вершовский А.К., Пазгалев А.С.* // ПЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 1. С. 48–55.
- [13] *Bloch F.* // Phys. Rev. 1946. Vol. 70. N 7. P. 460–467.