

02:09;12

Проект Λ -СТС магнитометра

© А.К. Вершовский, А.С. Пазгалев, Е.Б. Александров

Всероссийский научный центр "ГОИ им. С.И. Вавилова",
199034 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 27 марта 1998 г.)

Представлен проект нового квантового магнитометра для геомагнитных полей, представляющий собой развитие идеи так называемого СТС магнитометра, использующего микроволновые переходы между подуровнями сверхтонкой структуры щелочных атомов. В отличие от обычного СТС магнитометра, измеряющего разность частот двух независимых переходов, новый Λ -СТС магнитометр основан на возбуждении двух переходов с общим уровнем. Обсуждаемый проект сохраняет основные преимущества прототипа (пренебрежимо малый уровень систематических ошибок и отсутствие мертвых зон при одном датчике) при существенном упрощении электронных схем и многократном снижении требований к кратковременной стабильности частоты опорного генератора. Анализ новой схемы основан на решении уравнения для матрицы плотности многоуровневой системы без ограничений на мощность микроволновых полей.

Введение

Среди множества типов резонансных магнитометров с оптической накачкой (МОН) выделяется предложенный в 70-х годах так называемый СТС магнитометр [1,2], использующий микроволновые переходы между магнитными подуровнями основного состояния щелочного металла, относящихся к разным сверхтонким компонентам. Такой магнитометр (в наиболее совершенной балансной модификации) замечателен отсутствием систематических ошибок на уровне случайных, имеющих порядок 1 рТ. Кроме того, это единственный в своем роде инструмент, не имеющий мертвых зон при одном чувствительном элементе. Это обстоятельство делает СТС магнитометр полностью неориентируемым, что является ценнейшим свойством при использовании на подвижных платформах. Однако электронная часть СТС магнитометра много сложнее, чем у традиционных МОН. Это связано, во-первых, с тем, что в этом магнитометре измеряется (с точностью до сотых долей герц) частота микроволнового диапазона, а не радиодиапазона, как в обычных магнитометрах, что на три-четыре порядка повышает требования к стабильности сетки опорных частот. Во-вторых, в балансном магнитометре осуществляется одновременное измерение частот двух независимых микроволновых переходов (последующее вычитание которых позволяет устранить влияние светового и столкновительного сдвигов атомных уровней). Наличие двух петель автоматической подстройки частоты почти удваивает объем электронных схем. Повышенная сложность электронного оборудования на 20 лет затормозила выход СТС магнитометра на рынок, и только сейчас появилось сообщение об успешной промышленной разработке двух версий калиевого прибора.

В настоящей работе обсуждается новый вариант балансного СТС магнитометра, сохраняющий основные достоинства прототипа, но имеющего только одно кольцо автоподстройки частоты и не требующего сверхвысокой стабильности частоты микроволнового поля. С этой

целью предложено возбуждать не два независимых микроволновых перехода, а два перехода с общим верхним уровнем, образующими Λ -схему со свойственным ей эффектом когерентного пленения населенностей [3,4].

Качественное описание проекта

Рис. 1 представляет схему подуровней основного состояния $n^2S_{1/2}$ атома щелочного металла во внешнем магнитном поле (представлен наиболее распространенный случай атома с ядерным спином 3/2). Два сверхтонких уровня $F = 1$ и $F = 2$, в нулевом поле разделенных сверхтонким интервалом микроволнового диапазона, в магнитном поле расщепляются соответственно на 3 и 5 магнитных подуровней. Эти подуровни в малых полях почти эквидистантны: спектр переходов $\Delta F = 0$, $\Delta m_F = \pm 1$ представляет собой тесную группу линий, частота которых выражается рядом по степеням индукции магнитного поля H с преобладающим линейным членом, одинаковым для всех линий (с точностью до десятых долей процента) и равным $a \approx 7 \cdot 10^9$ Hz/T. Малые нелинейные поправки к частоте этих переходов пропорциональны степеням отношения $x = aH/f_{00}$, где f_{00} — сверхтонкое расщепление в нулевом поле. Именно эти линии радиочастотного диапазона используются в традиционных квантовых магнитометрах с оптической накачкой циркулярно поляризованным светом.

Переходы $\Delta F = \pm 1$, $\Delta m_F = 0, \pm 1$, между магнитными подуровнями, относящимися к различным сверхтонким состояниям, лежат в микроволновой области. Их частоты в линейном приближении равны $f_{00} + (m_F + m'_F)aH$, образуя девять линий с частотами от $f_{00} + 3aH$ до $f_{00} - 3aH$, из которых две с частотами $f_{00} + aH$ и $f_{00} - aH$ попарно вырождены и различаются по частоте лишь малыми поправочными членами. Из всего этого спектра до недавнего времени в квантовой электронике использовался только так называемый 0–0-переход: $F = 2$, $m_F = 0 \rightarrow F' = 1$, $m'_F = 0$. Этот переход

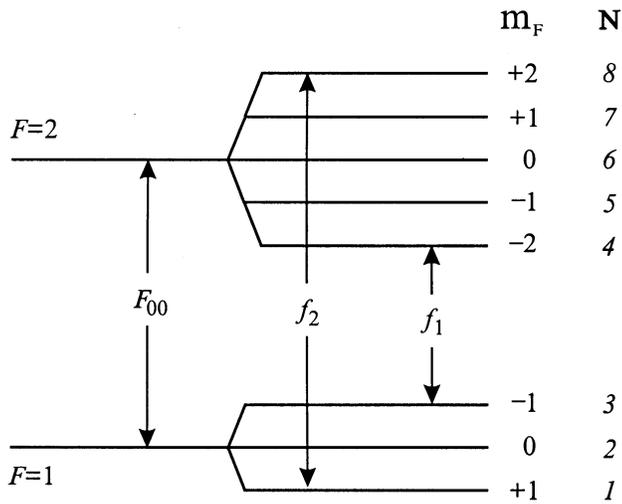


Рис. 1. Схема магнитных подуровней щелочного атома с ядерным спином $3/2$: F_{00} — частота сверхтонкого расщепления; f_1 и f_2 — частоты магнитных переходов, используемых в обычном СТС магнитометре.

в линейном приближении не зависит от магнитного поля и потому интересен для техники стандартизации частоты — существующие атомные стандарты частоты и атомные часы используют подобный переход в атомах водорода, цезия и рубидия.

Существо проекта Λ -СТС магнитометра удобно пояснить на идеализированной трехуровневой схеме, из которых уровни 1 и 2 ассоциируются с подуровнями $m_F = \pm 1$ нижнего сверхтонкого уровня ($F = 1$), а уровень 3 — с подуровнем $m_F = 0$ верхнего сверхтонкого уровня ($F = 2$). Предполагается достаточно интенсивное оптическое возбуждение верхнего сверхтонкого уровня, обеспечивающее много более быструю релаксацию уровня 3 по сравнению с релаксацией уровней 1 и 2. Поэтому полагаем, что в отсутствие микроволнового возбуждения все атомы сосредоточены на нижнем сверхтонком уровне и поглощение света накачки минимально. Раздельное возбуждение микроволновых переходов $1 \rightarrow 3$ или $2 \rightarrow 3$ будет сопровождаться появлением поглощения в канале накачки. В обоих случаях изменение частоты приложенного поля в окрестности соответствующего резонанса позволит получить контур резонанса, ширина которого будет ограничиваться скоростью преобладающей оптической релаксации, вызванной оптическим возбуждением уровня 3. Однако совместное действие двух микроволновых полей радикально изменяет картину, обнаруживая явление когерентного пленения населенностей или Λ -резонанс, когда разность частот f_{13} и f_{23} равна частоте перехода F_{12} между уровнями 1 и 2. На рис. 2 представлены расчетное поведение коэффициента поглощения света накачки в функции от отстройки δ от точного значения Λ -резонанса, где $\delta = F_{12} - (f_{23} - f_{13})$, а также три резонансных кривых, соответствующих различным

расстройкам Δ -микроволнового резонанса, где Δ равно разнице между частотой F_{13} перехода $1 \rightarrow 3$ и частотой f_{13} приложенного поля. Для всех кривых характерно наличие узкого провала, центрированного на частоте Δ -резонанса, т.е. в точке $\delta = 0$. Ширина провала ограничена шириной уровней 1 и 2. Она предполагается равной для обоих уровней и в 10 раз меньшей ширины уровня 3, обусловленной оптическим возбуждением.

Кривые на рис. 2 получены по результатам точного решения задачи о двухчастотном резонансе в трехуровневой системе. Аналитический вид решения слишком громоздок, чтобы его воспроизводить. Выражение для когерентности подуровней 1 и 2 приведено в статье [5]. Отметим лишь наиболее существенные черты Λ -резонанса.

1) Аномальная малость его ширины: ширина резонанса остается близкой к собственной ширине γ уровней 1 и 2, несмотря на микроволновое поле, достаточно мощное для того, чтобы уширить обычный резонанс $1 \rightarrow 3$ или $2 \rightarrow 3$, имеющий много ббольшую (на рис. 2 в 10 раз) ширину Γ .

2) При симметричной расстройке δ каждого из микроволновых полей (т.е. при сохранении условия Λ -резонанса) картина резонанса мало меняется пока расстройка не выходит за пределы ширины верхнего (широкого) уровня, т.е. в области $\Delta \leq \Gamma$.

Легко видеть, что Λ -резонанс позволяет построить Λ -СТС магнитометр, обладающий всеми достоинствами прототипа при существенном снижении требований к стабильности опорного генератора и более простой конструкции. Блок-схема магнитометра приведена на рис. 3. По-прежнему апеллируя пока к идеализированной схеме, будем предполагать, что частоты резонансов $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 3$ линейно связаны с индукцией поля, так что резонансные частоты равны соответственно $f_{13} = f_{00} + aH$

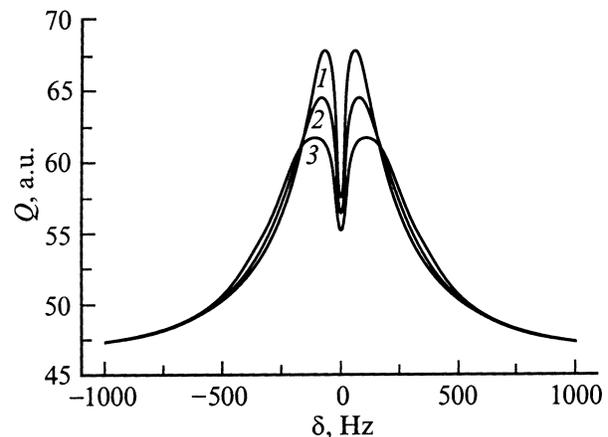


Рис. 2. Сигнал поглощения света накачки в идеализированном Λ -магнитометре при сканировании частоты δ радиополя, пропорциональной измеряемому магнитному полю для трех значений расстройки СВЧ синтезатора относительно частоты сверхтонкого расщепления F_{00} . Собственная ширина нижних уровней $\gamma = 20$ Hz, ширина верхнего (общего) уровня $\Gamma = 200$ Hz; Δ , Hz: 1 — 0, 2 — 100, 3 — 150.

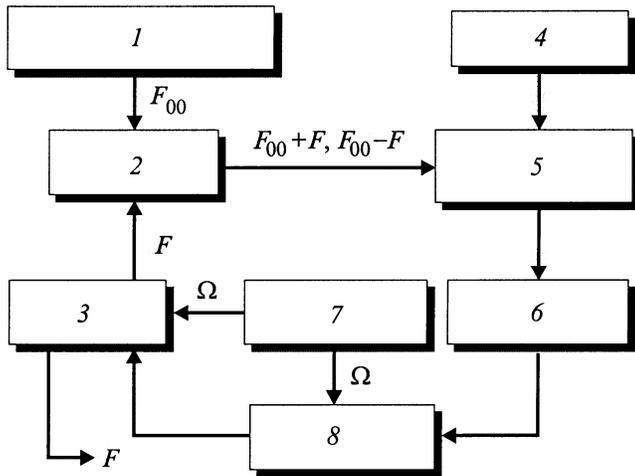


Рис. 3. Блок-схема Λ -СТС магнитометра. СВЧ поле, возбуждающее резонанс в датчике, формируется на выходе смесителя из сигнала СВЧ синтезатора $F_{00} \approx 6834.6$ MHz и сигнала радиочастотного генератора частоты F . Частота F , пропорциональная измеряемому магнитному полю, поступает на частотомер. 1 — СВЧ синтезатор, 2 — смеситель, 3 — радиочастотный генератор, 4 — ^{85}Rb лампа, 5 — ^{87}Rb датчик, 6 — предусилитель, 7 — низкочастотный модулятор, 8 — синхронный детектор.

и $f_{23} = f_0 - aH$. В этом случае опорная частота f_0 выбирается равной f_{00} . Напряжение этой частоты подвергается балансной модуляции сигналом управляемого генератора радиочастотного диапазона на частоте F , так что на выходе модулятора появляются две гармоники $f_{00} \pm F$. Вводя дополнительно частотную модуляцию в сигнал F на низкой частоте Ω и синхронно детектируя интенсивность света накачки после прохождения рабочей кюветы, нетрудно получить сигнал управления частотой F с тем, чтобы автоматически удерживать ее на центре узкого провала. Измерение этой частоты соответствует измерению индукции магнитного поля.

По сравнению с известной балансной схемой СТС магнитометра предложенная модификация содержит только одну петлю обратной связи и требует существенно меньшей стабильности опорного генератора, поскольку уходы его частоты в пределах ширины верхнего уровня не влияют существенно на характеристики Λ -резонанса. Ширина же верхнего уровня может быть искусственно увеличена за счет высокой интенсивности накачки, причем это не влияет на ширину узкого провала, т.е. на чувствительность магнитометра.

Моделирование реальной системы

В отличие от идеализированной трехуровневой схемы любой реальный щелочной атом вносит в проект существенные осложнения, связанные с более сложной системой уровней и с нелинейностью их магнитного расщепления. Первое обстоятельство влияет на интенсивность расчетных сигналов резонанса,

поскольку наличие в основном состоянии уровня $F = 1$, $m_F = 0$, не затрагиваемого микроволновым полем, приводит к значительному накоплению в этом состоянии атомов, не принимающих участия в Λ -резонансе. Кроме того, учет дополнительных уровней показывает, что следует считаться с наличием кроме Λ -резонанса $F' = 1$, $m'_F = -1 \leftrightarrow F = 2$, $m_F = 0 \leftrightarrow F' = 1$, $m'_F = 1$ еще и близкого по частоте V -резонанса $F = 2$, $m_F = -1 \leftrightarrow F' = 1$, $m'_F = 0 \leftrightarrow F = 2$, $m_F = 1$.

Второе обстоятельство — нелинейность магнитного расщепления приводит к тому, что опорная частота f_0 , из которой синтезируются частоты f_1 и f_2 , вызывающие Λ -резонанс, уже не равна f_{00} , а несколько отличается от этой величины на относительно малую поправку, квадратично зависящую от индукции измеряемого поля. С этой трудностью, однако, справиться легко. Достаточно оценить пределы изменения полусуммы частот f_1 и f_2 в рабочем диапазоне магнитных полей и потребовать, чтобы световое уширение верхнего сверхтонкого уровня $F = 2$ было бы больше этой величины. В этом случае опорную частоту можно раз и навсегда выбрать где-то в середине диапазона.

Влияние V -резонанса на первый взгляд также несущественно, поскольку он создает радиочастотную когерентность подуровней широкого верхнего сверхтонкого уровня, интенсивно опустошаемого светом. Однако поскольку частота этого резонанса близка к Λ -резонансу, то он, будучи широким, может приводить к эффективному смещению центра Λ -резонанса, т.е. к систематической ошибке. Поэтому этот вопрос требует количественного рассмотрения.

Наконец, ввиду наличия заселенного уровня $F = 1$, $m_F = 0$ следует принять во внимание неидеальность балансного модулятора, создающего из опорной частоты f_0 две гармоники $f_0 \pm F$. На самом деле, на выходе модулятора всегда в какой-то мере будет присутствовать гармоника f_0 , способная вызывать 0–0-переход. Это может оказаться и полезным в качестве противовеса упомянутому эффекту скопления атомов на подуровне $F = 1$, $m_F = 0$.

Мы проанализируем случай ^{87}Rb , для которого известна схема эффективной сверхтонкой накачки светом лампы с изотопом ^{85}Rb : в результате сочетания изотопического и сверхтонкого сдвига резонансных линий излучение лампы ^{85}Rb возбуждает только верхний сверхтонкий уровень основного состояния ^{87}Rb .

Расчет проводится в первую очередь для того, чтобы найти оптимальные условия для получения максимальной крутизны dS/df Λ -резонатора. Кроме того, необходимо выяснить, как влияет стабильность частоты СВЧ синтезатора на положение и крутизну Λ -резонанса с учетом непосредственной близости резонансов $2 \rightarrow 7$ и $2 \rightarrow 5$ (обозначения уровней см. на рис. 1).

Задача решается в формализме матрицы плотности для ^{87}Rb при накачке неполяризованным светом, возбуждающим атомы с уровня $F = 2$. Расчет проводится

для ячейки, заполненной буферным газом, что предполагает полное перемешивание магнитных уровней в возбужденном состоянии и соответственно одинаковое перезаселение всех магнитных уровней основного состояния в каждом цикле накачки. Оптическая накачка для уровней $F = 2$ ($k = 4, \dots, 8$), взаимодействующих со светом, вводится через дополнительную релаксацию населенностей N_k , вызываемую светом,

$$\frac{d}{dt}N_k = -(\gamma + I_p)N_k + Q/8.$$

Член $Q = \gamma + \sum_k N_k I_p$ описывает перезаселение уровней через верхнее состояние и пропорционален интенсивности света накачки I_p , поглощаемой в единицу времени. Уровни $F = 1$ ($i = 1, 2, 3$) со светом не взаимодействуют

$$\frac{d}{dt}N_i = -\gamma N_i + Q/8.$$

Здесь $2\pi\gamma$ — обратное время тепловой релаксации населенности.

Взаимодействие с радиочастотными СВЧ полями V_{16} и V_{36} , квазирезонансными переходами между уровнями $1 \rightarrow 6$, $2 \rightarrow 7$ и $3 \rightarrow 6$, $2 \rightarrow 5$ соответственно, задается в приближении вращающегося поля

$$i \frac{d}{dt}\rho_{ik} = [\hat{H}, \hat{\rho}]_{ik}, \quad \hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V},$$

где \hat{H}_0 — собственный гамильтониан атома, \hat{V} — оператор взаимодействия с полем.

Частоты переходов в сверхтонкой структуре зависят от индукции постоянного магнитного поля H и вычисляются по формуле Брейта–Раби. Мы пользуемся разложением в ряд с точностью до квадратичных по полю H членов

$$F_{16} = F_{00} + aH + bH^2, \quad F_{36} = F_{00} - aH + bH^2,$$

$$F_{27} = F_{00} + (aH - a'H) + bH^2,$$

$$F_{25} = F_{00} - (aH - a'H) + bH^2,$$

$$F_{36} = F_{00} + b'H^2,$$

где $F_{00} = 6834.6$ МГц — частота сверхтонкого расщепления в нулевом магнитном поле [6], $a = 702.4 \cdot 10^7$ Нз/Т, $a' = 2.8 \cdot 10^7$ Нз/Т, $b = 502.5 \cdot 10^8$ Нх/Т², $b' = 574 \cdot 10^8$ Нз/Т².

В земном поле $H = 20\text{--}80$ μ Т частоты переходов F_{27} и F_{25} близки к частотам, образующим Λ -резонанс, и смещены на $a'H \approx 28$ Нз/ μ Т. Частота 0–0-перехода F_{36} в ненулевом постоянном магнитном поле отличается от средней частоты $(F_{16} + F_{36})/2$ на величину $(b - b')H^2 \approx 71.5$ Нз/Т².

Сначала будем считать, что СВЧ синтезатор формирует сигнал частотой $F_{HFS} = (F_{16} + F_{36})/2 = F_{00} + bH^2$, равной средней частоте переходов F_{16} и F_{36} , образующих

Λ -резонанс. Из этого сигнала методом балансного модулирования сигналом радиочастотой $F = (F_{16} - F_{36})/2$ получают выходной сигнал, в спектре которого представлены две частоты f_{16} и f_{36} . Расстройка δ описывает сканирование частоты $F \approx aH$ радиочастотного сигнала, модулирующего частоту синтезатора F_{HFS} с целью регистрации сигнала Λ -резонанса. Смещения частоты СВЧ синтезатора относительно средней частоты переходов F_{16} и F_{36} , связанные с нестабильностью частоты кварцевого генератора, описываются посредством расстройки Δ . Появление расстройки $\Delta \neq 0$ приводит к тому, что частоты f_{16} и f_{36} оказываются одинаково расстроенными относительно своих переходов.

Приведем расстройки, полученные в приближении вращающегося поля относительно частот соответствующих переходов: $\delta_{61} = \Delta + \delta$, $\delta_{63} = \Delta - \delta$, $\delta_{72} = \Delta + \delta + a'H$, $\delta_{52} = \Delta - \delta - a'H$. Полное уравнение для матрицы плотности включает процессы накачки, взаимодействие с СВЧ полем и релаксацию

$$i \frac{d}{dt}\rho_{ik} = [\hat{H}, \rho]_{ik} - i(\hat{\Gamma}\rho)_{ik},$$

где оператор релаксации $(\hat{\Gamma}\rho)_{ik} = (1/2)(\Gamma_i + \Gamma_k)\rho_{ik}$, $\Gamma_i = \gamma + I_p$ для $i \geq 4$ и $\Gamma_i = \gamma$ для $j = 1, 2, 3$.

Мы интересуемся стационарным решением, тем самым сводя задачу к решению системы из 20 уравнений, из которых 7 описывают эволюцию населенностей (уровни 4 и 6 оказываются эквивалентными), еще 12 отвечают за 6 когерентностей и одно уравнение для величины $Q(\delta)$, пропорциональной наблюдаемому в свете сигналу. Стационарные значения элементов матрицы плотности определяются при заданном постоянном магнитном поле H .

Важнейшим параметром, определяющим качество Λ -резонанса, является отношение $\Gamma/\gamma = (\gamma + I_p)/\gamma$, связывающее скорости накачки и темп темновой релаксации. В расчетах выбирается $I_p = 200$ Нз, $\gamma = 20$ Нз, что близко соответствует достижимым на практике значениям. Варьируются значения частоты Раби радиочастотного поля $V = V_{16} = V_{36}$ с целью найти максимум крутизны Λ -резонанса. Также исследуется влияние расстройки Δ , описывающей уход "кварца", разрушающие Λ -резонанс, на его крутизну и сдвиг. Расчет сигнала в постоянном магнитном поле 50 μ Т показал, что оптимальное значение $V = V_{\text{opt}} \approx \sqrt{\Gamma\gamma}$. Зависимость сигнала $Q(\delta)$ приведена на рис. 4 как для случая точного резонанса $\Delta = 0$, так и для расстройки частоты синтезатора $\Delta = 150$ Нз (что для ^{87}Rb соответствует относительной нестабильности частоты $\Delta F_{HFS}/F_{HFS} = 3 \cdot 10^{-8}$). Наблюдается сдвиг вершины Λ -резонанса примерно 0.1 Нз, вызванный близостью обычных переходов $2 \rightarrow 5$ и $2 \rightarrow 7$.

При увеличении расстройки Δ до 150 Нз сдвиг увеличивается до 0.12 Нз, крутизна Λ -резонанса при этом падает в 1.65 раза. Отметим, что крутизна обычного резонанса (когда одно из полей, формирующих Λ -резонанс, выключено) при оптимальных условиях меньше

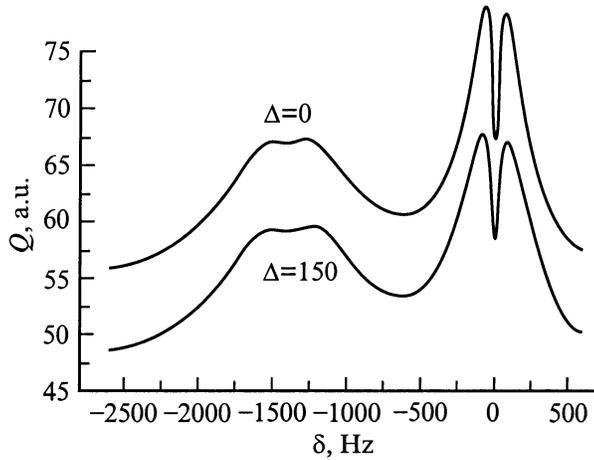


Рис. 4. Рассчитанный сигнал поглощения света. Собственная ширина $\Gamma = 20$ Hz, магнитные подуровни сверхтонкого состояния $F = 2$ дополнительно уширены светом накачки $I_p = 200$ Hz, частота Раби СВЧ поля выбрана оптимальной по крутизне $V = 65$ Hz.

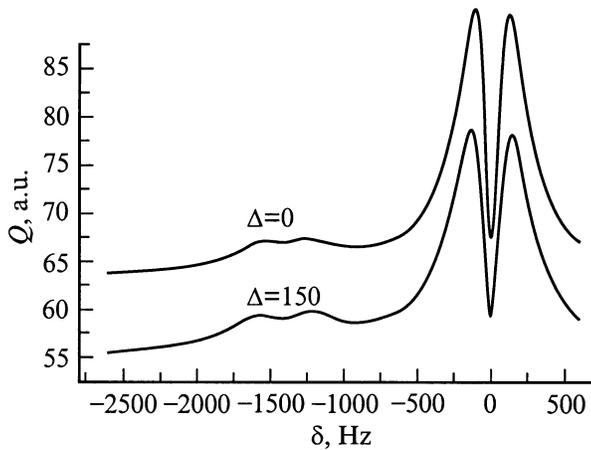


Рис. 5. Сигнал, вычисленный для случая, когда вводится дополнительное СВЧ поле, разрушающее V -резонанс, с частотой Раби $V_{26} = 65$ Hz. Расчет проведен при тех же значениях параметров, что и для рис. 4.

в 12.5 раза. Амплитуда сигнала от двух мешающих паразитных резонансов сравнима по величине с сигналом Λ -резонанса, но имеет значительно меньшую крутизну. Однако в системах автоматического слежения–поиска присутствие лишнего резонанса поблизости может доставить существенные неудобства. При введении расстройки Δ , сравнимой с шириной верхних уровней Γ , сигналы, вызываемые переходами f_{25} и f_{27} , оказываются разрешенными, что дополнительно усложняет общую картину. С целью подавления сигнала от переходов f_{25} и f_{27} предлагается ввести дополнительное квазирезонансное СВЧ поле частотой f_{26} , соответствующее переходу между уровнями 2 и 6. В первом приближении такое радиочастотное поле опустошает уровень 2 ($F = 1$,

$m_F = 0$), снижая интенсивность паразитных резонансов. Схема синтеза при этом не становится сложнее, просто теперь мы не требуем полной баланسنости от устройства, формирующего сигналы частотой F_{16} и F_{36} . Подходящим выбором индекса модуляции можно менять пропорцию между спектральными компонентами F_{36} , F_{16} и F_{26} в широких пределах.

При более строгом рассмотрении оказывается, что введение дополнительного поля V_{26} вызывает нелинейные резонансы, описываемые когерентностями ρ_{12} , ρ_{23} , ρ_{56} , ρ_{67} и даже ρ_{15} , ρ_{17} , ρ_{35} и ρ_{37} . Чтобы оценить эффективность данного предложения, мы предприняли компьютерное моделирование, включив в оператор взаимодействия поле \hat{V}_{26} . Общее число уравнений для матрицы плотности при этом составляет 38, из которых 7 описывают населенности, еще 30 соответственно отвечают за 15 когерентностей и, наконец, одно уравнение определяет искомый сигнал $Q(\delta)$. Результаты расчета зависимости $Q(\delta)$ в постоянном магнитном поле $50 \mu\text{T}$ при тех же значениях I_p , V , Δ и γ , что и для рис. 4, приведены на рис. 5. При этом снова проводится поиск максимума крутизны Λ -резонанса в зависимости от частоты Раби полей V_{16} , V_{36} , а также и V_{26} . Оказывается, что максимум крутизны достигнут при $V_{26} \approx V_{16} \approx 65$ Hz. По мере изменения расстройки $\Delta = 0 \dots 150$ Hz сдвиг вершины Λ -резонанса составляет $0.138 \dots 1.142$ Hz, а крутизна резонанса падает в 1.4 раза.

Кроме этого, мы исследовали вид сигнала Λ -резонанса для постоянного магнитного поля 20 и $80 \mu\text{T}$, т.е. на границах земного диапазона при аналогичных масштабах изменения расстройки Δ . По результатам расчетов можно сделать следующие выводы. В малом земном поле $20 \mu\text{T}$ заметная близость переходов $2 \rightarrow 5$ и $2 \rightarrow 7$ к Λ -резонансу приводит к несколько большему сдвигу и его зависимости от расстройки Δ ; сдвиг меняется в пределах $0.83 \dots 0.91$ Hz. Крутизна при этом практически совпадает с таковой для постоянного поля $50 \mu\text{T}$. В самом большом земном магнитном поле $H = 80 \mu\text{T}$ вариация сдвига мала и составляет $0.02 \dots 0.023$ Hz, а крутизна соответственно падает в 1.75 раза, что объясняется выключением из взаимодействия 0–0-резонанса из-за роста его квадратичной расстройки.

Заключение

Мы предлагаем существенно новый вариант балансного магнитометра, использующего переходы в сверхтонких состояниях (СТС магнитометр), на базе нового принципа, в основе которого лежит нелинейный Λ -резонанс. Данный вариант СТС магнитометра позволяет при сохранении уникальных свойств, присущих данному типу приборов, а именно отсутствие мертвых зон (неориентируемость датчика) и подавление световых сдвигов, значительно упростить электронную схему синтеза частоты, сняв требование активной стабилизации частоты опорного кварцевого генератора. С целью про-

верки плодотворности идеи проведено компьютерное моделирование сигнала Λ -резонанса. Расчет обнаружил наличие сдвигов резонанса в зависимости от уходов частоты опорного генератора, однако величины этих сдвигов малы — порядка сотых долей нанотесла. Данный тип прибора может найти применение как в задачах магнитного поиска, так и в метрологии магнитного поля земного диапазона.

Авторы выражают признательность Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку данной работы (грант РФФИ № 97-02-18226).

Список литературы

- [1] Александров Е.Б., Мамырин А.Б. // Измерительная техника. 1977. Т. 20. Вып. 7. С. 73–75.
- [2] Александров Е.Б., Мамырин А.Б., Якобсон Н.Н. // ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 607–612.
- [3] Bell W.E., Bloom H.L. // Phys. Rev. Lett. 1961. Vol. 29. P. 1669.
- [4] Arimondo E., Wolf E. // Progress in Optics. 1996. Vol. XXXV. P. 257–354.
- [5] Александров Е.Б., Мамырин А.Б., Чидсон Ю.С. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 1569–1574.
- [6] Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скряцкий Г.В. Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972. 448 с.