

Т. ДЖ. УОКЕР, М. С. ЛАРСЕН

ЯМР-ГИРОСКОПЫ СО СПИН-ОБМЕННОЙ НАКАЧКОЙ

Представлена базовая теория гироскопа на ядерном магнитном резонансе (ЯМР) со спин-обменной накачкой. Дан обзор физики спин-обменных столкновений и релаксации в той мере, в какой они влияют на точностные характеристики ЯМР. Представлены простая модель ЯМР-осциллятора и ее применение для анализа динамического отклика и шумовых свойств осциллятора.

Рассматриваются основные систематические погрешности (дифференциальные поля, созданные щелочным металлом, квадрупольные сдвиги и дрейфы сдвига), ограничивающие стабильность смещения нуля, и обсуждаются методы их минимизации. Дается краткий обзор практического применения и характеристик ЯМР-гироскопа, изготовленного фирмой Northrop Grumman Corporation, и в заключение даны некоторые комментарии о перспективах на будущее.

1. Введение

Гироскопы на ядерном магнитном резонансе (ЯМР-гироскопы, или ЯМГ), принцип работы которых основан на спин-обменной оптической накачке (СООН) инертных газов, были разработаны в результате исследований (главным образом – прикладных), которые в течение нескольких десятилетий проводились сначала в Litton Industries, а затем и в корпорации Northrop Grumman (NGC). Были широко изучены физические основы возбуждения и детектирования ЯМР с использованием гиперполяризованных инертных газов, модификации ЯМГ в физических лабораториях продемонстрировали высочайшие для современного уровня частотных измерений значения чувствительности. В данной работе представлено достаточно полное рассмотрение физических принципов и особенностей функционирования ЯМГ, основанного на схеме Litton/NGC.

Несмотря на то что СООН газа ^3He была впервые представлена в 1960 г. [4], в последующие два десятилетия академические лаборатории мало занимались исследованиями в данной области. В 1960-х и 70-х годах компания Litton начала исследовать применение СООН в гироскопии [14]. В рамках данного исследования впервые продемонстрирована СООН газов Ne, Kr, и Xe и показана возможность достижения чрезвычайно высокой степени их поляризации и дальнейшего улучшения сигналов ЯМР гиперполяризованных газов при использовании магнитометра, реализованного на атомах, находящихся в той же ячейке [13]. С появлением кольцевых лазерных и волоконно-оптических гироскопов в середине 1980-х эта работа в компании Litton была приостановлена. В это же время У. Хаппер со своей группой в Принстонском университете опубликовал развернутую серию работ по фундаментальной физике гиперполяризованных инерт-

Уокер Тэд Дж. Профессор, Висконсинский университет в Мэдисоне, Висконсин, США.

Ларсен Майкл С. Компания «Нортроп Грумман» (*Northrop Grumman*), отделение «Передовые концепции и технологии», Вудланд Хиллс, Калифорния, США.

Оригинал опубликован: Walker T.G., Larsen M.S. Chapter Eight: Spin-Exchange-Pumped NMR Gyros, *Advances in atomic, molecular, and optical physics*, 2016, vol. 65, pp. 373–401, Copyright Elsevier (2016).

Научный редактор перевода д.ф.-м.н. А. К. Вершовский

ных газов [15, 41, 44]. Эти публикации дали толчок к разработке метода ЯМР-сканирования с использованием гиперполяризованных газов He и Xe [1, 33], спин-поляризованных мишеней высокой плотности для ядерной физики и физики высоких энергий [38], нейтронных поляризаторов и анализаторов [8], расширенного применения гиперполяризованного Xe в химической физике и ЯМР-спектроскопии [29], а также к дальнейшим разработкам в области применения гиперполяризованных газов для сверхчувствительной спектроскопии в устройствах типа мазеров на инертных газах [12, 36], гироскопов [11, 20] и гибридных магнитометров для исследований фундаментальных симметрий [6, 39].

Примечательно, что при таком поразительно широком диапазоне применений гиперполяризованных инертных газов первоначальные основополагающие идеи 1970-х годов относительно использования ЯМГ так и не были опубликованы, если не считать обзорных статей Канегсберга [18] и Карвацки [19], патентов, сборников трудов конференций и отчетов по отдельным проектам для финансирующих организаций. Е. Донли составила обзор этих работ [10] с современной точки зрения. Интерес к ЯМГ возродился в начале 2000-х годов в NGC, когда стало ясно, что они могут превзойти другие типы гироскопов для приложений, требующих небольших размеров и малого энергопотребления. В настоящее время работы продолжают [28, 32] и недавно был опубликован обзор основных концепций ЯМГ [10]. По мнению авторов, пришла пора представить более подробную трактовку физики ЯМГ со спин-обменной накачкой, в первую очередь – на примере конструктивных решений компаний Litton и NGC. Параллельная разработка началась в Китае [30]; кроме того, в Японии [43] сходный подход был применен для поиска электродипольного момента атома Xe. Хотя отдельные компоненты ЯМГ были исследованы в других проектах, реализация технологии гиперполяризованного газа в датчике малого объема с выдающимися характеристиками чувствительности и точности при сохранении впечатляющей полосы частот представляет огромный интерес именно в рамках данного исследования. Кроме того, в настоящее время ведутся исследования новых методик (в Висконсине и др.), и анализ связанных с этим побед и поражений играет немаловажную роль при оценке ЯМГ.

Данная статья построена следующим образом: она начинается с основ теории спин-обмена и физики ЯМР, включая общее описание физической реализации ЯМГ. Далее приводится упрощенный анализ работы ЯМГ-осциллятора с одним изотопом, который поможет понять основной принцип работы ЯМГ. После этого мы естественным образом перейдем к более сложному анализу обратной связи и обсудим такие вопросы, как масштабный коэффициент, полоса пропускания, фундаментальный шум и систематические погрешности. В числе последних мы рассмотрим упрощенную модель электроквадрупольных эффектов и обсудим «изотопический эффект» поля, созданного щелочными атомами. Затем описание будет дополнено двухизотопным режимом работы, включая обсуждение подавления фазовых шумов тактового генератора в надлежащей конфигурации. И, наконец, будут рассмотрены рабочие характеристики последней версии ЯМГ разработки NGC, а также некоторые вопросы масштабирования ЯМГ.

2. ЯМР с использованием гиперполяризованных газов

2.1. Прецессия ядер под действием магнитных полей и вращения

Первичное фундаментальное взаимодействие между ядерными спинами и их окружением осуществляется посредством магнитных полей. В стационарной

инерциальной системе координат энергия ядерного спина $\mathbf{K}$ в магнитном поле $\mathbf{B}$ равна $H = -\hbar\gamma\mathbf{B} \cdot \mathbf{K}$, где гиромагнитное отношение γ положительно для ^{131}Xe и отрицательно для всех других стабильных изотопов инертных газов. Согласно теореме Эренфеста, эволюция $\langle \mathbf{K} \rangle$ во времени выражается формулой

$$\frac{d\langle \mathbf{K} \rangle}{dt} = \frac{-i}{\hbar} \langle [\mathbf{K}, H] \rangle = i\gamma \langle [\mathbf{K}, \mathbf{K} \cdot \mathbf{B}] \rangle = -\gamma \mathbf{B} \times \langle \mathbf{K} \rangle, \quad (1)$$

которая является классическим уравнением прецессии магнита в магнитном поле. В литературе по ЯМР его обычно называют уравнением Блоха. Далее по тексту символы осреднения (ожидаемого значения) будут опущены.

В однородном магнитном поле $\mathbf{B} = B_z \hat{z}$ целесообразно сосредоточиться на компонентах ядерного спина, параллельных и перпендикулярных магнитному полю, $\mathbf{K} = K_z \hat{z} + \mathbf{K}_\perp$. Далее целесообразно использовать фазовое представление $\mathbf{K}_\perp$, определив $K_+ = K_x + iK_y = K_\perp e^{-i\phi}$. При этом уравнение Блоха примет вид:

$$\frac{dK_+}{dt} = -i\gamma B_z K_+ \quad (2)$$

с решением

$$K_+(t) = K_\perp e^{-i\gamma \int B_z dt} \quad (3)$$

с фазой $\phi = \gamma \int B_z dt$. Предположим, что детектирование прецессии осуществляется посредством измерения компоненты $\hat{d} \cdot \mathbf{K}_\perp$, где $\hat{d}^1$ образует угол α с осью x :

$$\hat{d} \cdot \mathbf{K}_\perp = K_\perp \cos(\phi + \alpha). \quad (4)$$

Устройство, измеряющее скорость прецессии, зафиксировано в пространстве относительно всей остальной аппаратуры. Если прибор вращается вокруг оси $\hat{z}$ и мгновенное значение частоты вращения равно $\omega_r = d\alpha / dt$, то измеренный набег фазы будет равен $\phi + \alpha = \int (\gamma B_z + \omega_r) dt$. Таким образом, вращение эквивалентно магнитному полю ω_r / γ ; оно увеличивает ларморовскую частоту для ^{131}Xe , в то же время уменьшая ее для ^{129}Xe или ^3He . Это соответствует ситуации, когда эффективный гамильтониан ядра равен

$$H = -\hbar(\gamma\mathbf{B} + \omega_r) \cdot \mathbf{K}. \quad (5)$$

Для магнитометрических приложений, как правило, желательно выбирать вещества с большими гиромагнитными отношениями, тогда как вращения,

¹ Единичный вектор, лежащий в плоскости x - y – прим. редактора перевода.

напротив, обычно легче измерять с помощью ядер с малыми гиромагнитными отношениями. Ниже в этой главе будет обсуждаться одновременное использование двух изотопов для эффективного устранения чувствительности к магнитному полю или к вращению.

С помощью ЯМР также можно осуществлять поиск новых необычных физических свойств или явлений – для этого были разработаны различные варианты ЯМР-устройств со спин-обменной накачкой. Примеры включают поиск электродипольных моментов, нарушений Лоренц-инвариантности, а также поиск скалярных и псевдоскалярных взаимодействий [6, 12, 20, 36, 39]. Большинство этих экспериментов, хотя и используют ЯМР в различных его вариантах, все же существенно отличаются от подхода, принятого в рамках данной работы, и мы рекомендуем заинтересованным читателям ознакомиться со списком использованной литературы для получения дополнительной информации.

2.2. Спин-обменный ЯМГ в минимальной конфигурации

На рис. 1 показана простейшая схема ЯМР-устройства со спин-обменной накачкой. Рубидий и изотопически обогащенный Хе вместе с буферными газами N_2 и H_2 содержатся в стеклянной ячейке с покрытием. Размер ячейки обычно составляет несколько миллиметров. Оптическая накачка атомов производится циркулярно-поляризованным светом, распространяющимся параллельно магнитному полю $B_z \hat{z}$, которое определяет ось чувствительности вращения гироскопа. Спин-поляризованные атомы Rb сталкиваются с атомами Хе. Во время этих столкновений сверхтонкие взаимодействия между атомами Rb и ядрами Хе приводят к тому, что спиновая поляризация медленно передается ядрам Хе. Через несколько десятков секунд спин-обменных столкновений с поляризованным Rb поляризация ядер Хе достигает стационарного уровня порядка 10%. Когда ядра Хе поляризуются, появляется возможность вызвать их прецессию¹, воздействуя на них вынуждающим поперечным магнитным полем, частота колебаний которого близка к резонансной частоте Хе. Резонансное поле частично смещает ядерные спины Хе в плоскость x - y , поэтому они начинают прецессировать вокруг оси z .

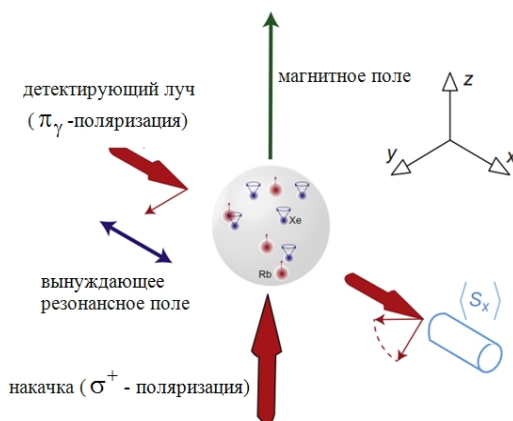


Рис. 1. Простейшая конфигурация ЯМГ. Атомы Rb, поляризованные лазером накачки, передают угловой момент ядрам Хе при столкновениях с ними и детектируют магнитное поле, созданное прецессирующими ядрами Хе, вызывая фарадеевское вращение поляризации пробного (детектирующего) лазера. Вынужденная прецессия поляризованных ядер Хе вызывается резонансным радиочастотным возбуждающим полем. Фазовый сдвиг между возбуждающим полем и осцилляциями ядерных спинов, прецессирующих вокруг вектора магнитного поля, изменяется при вращении установки вокруг вектора магнитного поля

¹ Точнее – синхронизовать фазы прецессии отдельных ядер и тем самым добиться появления макроскопической поперечной прецессирующей компоненты магнитного момента – прим. редактора перевода.

Прецессирующие ядра Хе создают осциллирующее магнитное поле в направлении оси y^1 . Это поле действует на атомы Rb, слегка наклоняя их спины² в направлении оси x . Наличие результирующей поляризации атомов Rb в направлении оси x приводит к разнице показателей преломления для компонент σ^+ и σ^- линейно-поляризованного детектирующего лазерного излучения, распространяющегося в направлении x . Вращение поляризации детектирующего излучения пропорционально y -компоненте спиновой поляризации Rb³ и, таким образом, оно является мерой прецессирующей поляризации ядер Хе [27]. Электронная схема фильтрует сигнал Хе, сдвигает его по фазе и направляет усиленный сигнал к катушкам возбуждения. Такая конфигурация обратной связи гарантирует, что вынуждающая (или возбуждающая) частота равна резонансной частоте ЯМР. Частотомер измеряет частоту вынуждающего радиочастотного поля. Пока магнитное поле удерживается на постоянном уровне, изменения ларморовской частоты точно равны частоте вращения установки.

2.3. Спин-обменная оптическая накачка

Основные принципы СООН хорошо известны [41], они играют существенную и нетривиальную роль в физике ЯМГ. Спиновый обмен происходит в результате сверхтонкого контактного взаимодействия Ферми между атомами щелочного металла и ядрами инертных газов:

$$H_{se} = \alpha(R) \mathbf{S} \cdot \mathbf{K} . \quad (6)$$

Сила взаимодействия $\alpha(R)$ пропорциональна плотности спина Rb в точке, где расположено ядро Хе и, таким образом, сильно зависит от межатомного расстояния R . Спин-обменное взаимодействие ответственно за два основных эффекта. Во-первых, столкновения ядер инертных газов со спин-поляризованными атомами щелочного металла приводят к переносу спина от электронов щелочного металла. Известны два типа таких столкновений: парные, или бинарные, столкновения, и трехчастичные столкновения, в результате которых формируются слабосвязанные ван-дер-ваальсовы молекулы Rb-Хе. Оба типа столкновений работают в стандартных условиях ЯМГ; в приложении приведены соответствующие формулы для спин-обмена Rb-Хе, включая численные значения для оценки скорости спин-обменных столкновений в различных условиях.

Второй эффект, обусловленный спин-обменным взаимодействием, заключается в том, что сверхтонкое взаимодействие создает иллюзию наличия эффективного магнитного поля, пропорционального спиновой поляризации щелочного металла, таким образом, что ларморовская частота Хе сдвигается этим так называемым «щелочным полем». Аналогичным образом щелочные атомы испытывают воздействие эффективного поля, пропорционального ядерной поляризации Хе. Эти поля сопоставимы по величине с магнитным полем, которое могло бы быть создано воображаемой однородной намагниченностью среды:

¹ В плоскости, перпендикулярной оси z , в том числе в направлении y – прим. редактора перевода.

² Вызывая прецессию их спинов – прим. редактора перевода.

³ Здесь следует читать либо « x -компоненте спиновой поляризации Rb», либо « y -компоненте спиновой поляризации Хе» – прим. редактора перевода.

$$\begin{aligned} B_K &= -\kappa \frac{8\pi g_s \mu_B}{3} [A] S = b_{KS} S, \\ B_S &= \kappa \frac{8\pi \mu_K}{3K} [X] K = b_{SK} K. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $g_s \approx 2$, μ_B и μ_K – электронные и ядерные магнитные моменты¹, а $[A]$, $[X]$ – плотности Rb и Xe. Открытие коэффициента усиления поля κ , составляющего примерно 500 для RbXe [31] и связанного с пространственным перекрытием электрона щелочного металла с ядром инертного газа, стало одним из важнейших в истории первых исследований СООН [13, 37]. Усиление поля инертного газа B_K означает, что поле, детектируемое щелочными атомами, оказывается примерно в 500 раз больше, чем было бы измерено катушкой, находящейся на поверхности ячейки. Это огромное преимущество несколько нейтрализуется систематическим сдвиговым воздействием щелочного поля B_S , которое необходимо учитывать в гироскопических применениях.

2.4. Спиновая релаксация поляризованных инертных газов

Среди механизмов релаксации ядер Xe в газовой фазе доминируют спин-обменные столкновения с атомами Rb. Эти столкновения конкурируют со спиновой релаксацией вследствие диффузного пролета через градиенты магнитного поля и столкновений со стенками. Значительные усилия были затрачены на разработку стенок с характеристиками, минимально влияющими на спиновую релаксацию. В целом стеклянные стенки без покрытия практически не влияют на ядра ^{129}Xe и ^3He со спином, равным 1/2, поэтому при условии тщательной обработки поверхности можно добиться релаксации продолжительностью от нескольких минут (^{129}Xe) до нескольких часов (^3He). У ядер с электрическими квадрупольными моментами такие поверхности, как правило, вызывают значительную релаксацию, поскольку характеризуются большими градиентами электрического поля. Для уменьшения релаксации таких ядер предпочтительно применять щелочно-гидридные покрытия, которые позволяют увеличить время пристеночной релаксации ^{131}Xe до десятков секунд в ячейках размером в несколько миллиметров [23, 25, 26].

Как известно, градиенты магнитного поля ограничивают время поперечной релаксации² ядер, ориентированных спин-обменной накачкой. Поскольку ЯМГ для дополнительного подавления чувствительности к магнитному полю предполагается оснащать магнитными экранами, при условии стабилизации поля время поперечной релаксации может достичь предельной продолжительности продольной релаксации.

2.5. Уравнения Блоха для ЯМГ со спин-обменной накачкой

С учетом суммарного эффекта вращений, спин-обменных столкновений, щелочного поля и релаксации за счет градиентов магнитного поля и столкновений со стенками уравнение Блоха принимает вид:

¹ Точнее, μ_B – это магнетон Бора, а μ_K – ядерный магнетон. Соответствующие магнитные моменты равны $g_s S \mu_B$ и $g_K K \mu_K$, где g_s и g_K – g-факторы (множители Ланде) электрона и ядра ксенона – прим. редактора перевода.

² То есть релаксации поперечной магнитному полю (прецессирующей) компоненты момента – прим. редактора перевода.

$$\frac{d\mathbf{K}}{dt} = -[\gamma(\mathbf{B} + b_{KS}\mathbf{S}) + \boldsymbol{\omega}_r] \times \mathbf{K} + \Gamma_{se}(\mathbf{S} - \mathbf{K}) - \tilde{\Gamma}_w \cdot \mathbf{K}, \quad (8)$$

где $\tilde{\Gamma}_w$ – матрица релаксации за счет столкновений со стенками и градиентов магнитного поля. Вместо того чтобы явно отделить эти эффекты от спин-обменной релаксации, целесообразнее объединить их в одну матрицу релаксации $\tilde{\Gamma} = \Gamma_2(\hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y}) + \Gamma_1\hat{z}\hat{z}$. Аналогичным образом в контексте данной работы магнитное поле, щелочное поле и вращение удобнее характеризовать эффективной ларморовской частотой $\boldsymbol{\Omega} = \gamma(\mathbf{B} + b_{KS}\mathbf{S}) + \boldsymbol{\omega}_r$. Тогда уравнение Блоха принимает вид:

$$\frac{d\mathbf{K}}{dt} = -\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{K} - \tilde{\Gamma} \cdot \mathbf{K} + \mathbf{R}_{se}, \quad (9)$$

где $\mathbf{R}_{se} = \Gamma_{se}\mathbf{S}$ – скорость спин-обменной накачки. При большой ларморовской частоте щелочных атомов сохраняется¹ соотношение $\mathbf{S} \parallel \boldsymbol{\Omega}$, поэтому предположение о том, что $\mathbf{R}_{se}$ направлено вдоль оси $\hat{z}$, является хорошим приближением.

3. Основы работы ЯМР-осциллятора

Ниже анализируется простая модель ЯМГ. Предполагается, что динамика спинов двух изотопов Хе хорошо моделируется уравнениями Блоха. Это приближение отлично подходит для ^{129}Xe со спином $1/2$, но оно не учитывает квадрупольную динамику ^{131}Xe . Кроме того, последующее обсуждение не учитывает изотопический эффект магнитного поля атомов Rb. Модель предполагает наличие постоянного магнитного поля, приложенного вдоль оси z , и переменного магнитного поля, сгенерированного в контуре обратной связи и действующего по оси x . Более сложная модель, учитывающая реальный спин-обмен и динамику ядерной прецессии, находится в процессе разработки.

Процессы автоколебаний в схеме ЯМГ можно понять, если предположить, что вдоль оси x гироскопа приложено поперечное переменное магнитное поле, которое имеет постоянную амплитуду, а его фаза отстает на величину β от фазы y -компоненты сигнала прецессии. Иначе говоря, поперечная когерентность выражается формулой $K_+ = K_x + iK_y = K_{\perp}e^{-i\phi}$, а ларморовская частота прецессии под воздействием направленного вдоль оси x поля равна $-\Omega_d \sin[\phi - \beta]$, где Ω_d не изменяется во времени. В этом случае уравнения Блоха для компонент ядерного спина имеют вид:

$$\frac{dK_+}{dt} = -(i\Omega_z + \Gamma_2)K_+ - i\Omega_d \sin[\phi - \beta]K_z, \quad (10)$$

$$\frac{dK_z}{dt} = -\Omega_d \sin[\phi - \beta]\sin[\phi]K_{\perp} - \Gamma_1K_z + R_{se}. \quad (11)$$

¹ На масштабе характерных времен прецессии Хе – прим. редактора перевода.

Прецессия ядер поддерживается электронной обратной связью, которая приводит разность фаз к значению β_0 . Это значение в силу различных причин может быть выбрано не равным нулю, в результате чего частота осциллятора будет несколько отличаться от резонансной. Для первичного анализа можно предположить, что обратная связь стабилизирует разность фаз строго на значении β_0 .

Вследствие наличия обратной связи амплитуда и фаза поперечной поляризации $K_{\perp}$ эволюционируют во времени различным образом. Из реальной и мнимой частей уравнения (10) следует, что

$$\frac{dK_{\perp}}{dt} = -\Gamma_2 K_{\perp} + \Omega_d K_z \sin[\phi - \beta] \sin[\phi] \approx -\Gamma_2 K_{\perp} + \frac{\Omega_d K_z}{2} \cos[\beta], \quad (12)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \Omega_z + \frac{\Omega_d K_z}{K_{\perp}} \sin[\phi - \beta] \cos[\phi] \approx \Omega_z - \frac{\Omega_d K_z}{2K_{\perp}} \sin[\beta]. \quad (13)$$

Здесь мы пренебрегли малыми слагаемыми, осциллирующими на частоте $2\dot{\phi}$ (так называемое «приближение вращающей волны»). При осреднении эти слагаемые быстро обнуляются, поэтому далее они не учитываются.

Уравнение (12) представляет собой формулу динамического равновесия между поперечной и продольной поляризациями:

$$K_{\perp} = \frac{\Omega_d K_z}{2\Gamma_2} \cos[\beta], \quad (14)$$

что упрощает уравнение (13) до вида:

$$\frac{d\phi}{dt} = \Omega_z - \Gamma_2 \tan[\beta]. \quad (15)$$

Следует заметить, что поперечная поляризация не зависит от Ω_z , так как величина β поддерживается постоянной. Продольная поляризация

$$K_z = \frac{R_{se}}{\Gamma_1 + \frac{\Omega_d^2}{4\Gamma_2} \cos^2[\beta]} \quad (16)$$

также не зависит от Ω_z . Таким образом, значения компонент поляризации остаются постоянными, даже если ларморовская частота Ω_z изменяется во времени. Это говорит о том, что спин отклоняется от оси z на угол $\tan[\Theta] = \Omega_x \cos[\beta] / 2\Gamma_2$ ¹.

Теперь можно рассмотреть динамику гироскопа, сосредоточив внимание на фундаментальном уравнении гироскопа (13). Его можно переписать в виде:

¹ Здесь вместо Ω_x следует читать Ω_d – прим. редактора перевода.

$$\frac{d\phi}{dt} = \Omega_z - \Gamma_2 \tan[\beta_0] = \Omega_z + \Delta, \quad (17)$$

где $\Delta = -\Gamma_2 \tan[\beta_0]$ – отстройка от резонанса. Важно обратить внимание на то, что, если значение β_0 поддерживается постоянным, уравнение (17) не содержит затухания.

Скорость прецессии ядерных моментов может быстро меняться по сравнению с Γ_2 , при этом переходные процессы незначительны (K_z и $K_\perp$ остаются неизменными). Фаза ядерной прецессии – это точный интеграл от ларморовской частоты прецессии по времени, и ширина полосы частот ЯМГ может существенно превышать Γ_2 .

4. Детектирование ЯМР-прецессии магнитометром, реализованным в рабочей ячейке

Как уже отмечалось, детектирование ЯМР в ЯМГ со спиновым обменом происходит посредством щелочных атомов, действующих в качестве встроенного в ячейку магнитометра. Сдвиг частоты электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) многократно (в 500 раз для Хе) усиливается контактным взаимодействием Ферми; увеличение электронной плотности в месте расположения ядер инертных газов приводит к усиленному сдвигу частоты.

Существует множество способов построения встроенного магнитометра, каждый из которых имеет свои достоинства и недостатки. В общем случае, поскольку интересующий нас сигнал соответствует поперечной поляризации ядер инертного газа, предпочтительно использовать векторный магнитометр, нечувствительный к B_z и максимально чувствительный к $B_y = b_K K_y = b_K K_\perp \sin(\phi)$. Для выполнения этого условия удобнее всего применить метод параметрической модуляции [40]. Синусоидальная волна, генерируемая на ларморовской частоте щелочного металла (диапазон ~ 100 кГц), действует по оси $\hat{z}$, и в присутствии поперечной поляризации инертного газа появляется поперечная модуляция S_x спина электрона на этой частоте.

В настоящей работе дается упрощенное описание щелочного квантового магнитометра. Эффекты, связанные со щелочной сверхтонкой структурой, щелочно-щелочными спин-обменными столкновениями, а также детали щелочной релаксации будут опущены, однако при фактической реализации эти факторы необходимо учитывать самым тщательным образом. Уравнение Блоха для электрона щелочного металла имеет вид:

$$\frac{dS_+}{dt} = (i[\omega_0 + \Omega_1 \cos(\omega_1 t)] - \Gamma_A) S_+ - i\gamma_A b_K K_+ S_z, \quad (18)$$

где ω_0 – резонансная частота щелочного металла в постоянном магнитном поле; $\Omega_1 \cos[\omega_1 t]$ – действующее поле параметрической модуляции; Γ_A – феноменологический параметр, описывающий релаксацию спинов щелочного металла. При переходе к вращающейся системе координат, в которой $S_+ = A_+ e^{i\mu_1 t}$

и $\mu_1 = \frac{\Omega_1}{\omega_1} \sin(\omega_1 t)$, получаем

$$\frac{dA_+}{dt} = (i\omega_0 - \Gamma_A)A_+ - i\gamma_A b_K K_+ S_z e^{-i\mu_1}. \quad (19)$$

Если предположить, что $\omega_0 \gg \Gamma_A$, то можно разложить $e^{i\mu_1} = J_0(|\mu_1|) + 2iJ_1(|\mu_1|)\sin(\omega_1 t) + 2J_2(|\mu_1|)\cos(\omega_1 t) + \dots$ в ряд¹ и получить приближение

$$A_+ = \frac{-i\gamma_A b_K K_+ S_z}{\Gamma_A + i(\omega_1 - \omega_0)} J_{-1} e^{i\omega_1 t}. \quad (20)$$

Если в схеме детектируется сигнал S_x , то выходной сигнал соответствующего синхронного детектора, демодулированный опорным сигналом $\cos[t\omega_1 + \alpha]$, равен

$$\begin{aligned} \langle S_x \cos[\omega_1 t + \alpha] \rangle &= \\ &= \frac{\gamma_A b_K J_{-1} S_z}{2\Gamma_A} (\sin[\alpha](-J_0 + J_2)K_x + \cos[\alpha](J_0 + J_2)K_y). \end{aligned} \quad (21)$$

Если подобрать амплитуду поля параметрической модуляции таким образом, чтобы $J_0(|\mu_1|) = J_2(|\mu_1|)$, детектированный сигнал будет чувствителен только к K_y :

$$\langle S_x \cos[\omega_1 t + \alpha] \rangle = \frac{J_0 J_{-1} S_z}{\Gamma_A} \cos[\alpha] \gamma_A b_K K_y. \quad (22)$$

Поперечная поляризация порождает вращение плоскости поляризации света детектирующего лазера (фарадеевское вращение) на угол

$$\theta = n_A \sigma_0 L \frac{W}{2\Delta} P_\infty S_x. \quad (23)$$

В данном уравнении предполагается, что детектирующий лазер отстроен далеко от резонанса, $\Delta \gg W$, где W – ширина линии оптического перехода. Оптическая плотность в центре линии равна $n_A \sigma_0 L$, а циркулярный дихроизм «пробного» перехода равен $P_\infty = 1$ или $-1/2$ для детектирующего света в окрестности D1 или D2 линий². Для наилучшего качества сигнала выбирается отстройка частоты детектирующего света, обеспечивающая его умеренное по-

¹ Здесь $J_0, J_1, \dots$ – функции Бесселя первого рода – прим. редактора перевода.

² D1 и D2 линии – так называются наиболее сильные оптические линии поглощения щелочных металлов, лежащие в области ближнего инфракрасного диапазона (для Rb – 795 нм и 780 нм соответственно) – прим. редактора перевода.

глощение, так что $\frac{2\Delta}{W} \sim \sqrt{n_A \sigma_0 L}$, и в результате

$$\theta \sim \sqrt{n_A \sigma_0 L P_\infty S_x}. \quad (24)$$

Ячейка ЯМГ может характеризоваться довольно высокой оптической плотностью, соответствующей углу фарадеевского вращения порядка радиан на единичный спин. Именно большое отношение «сигнал/шум» при таком детектировании позволяет обеспечить стабильность частоты осциллятора на уровне, на несколько порядков меньшем, чем ширина линии резонанса.

5. Влияние конечного значения коэффициента усиления в контуре обратной связи на масштабный коэффициент и полосу частот

Фазовая синхронизация между фазой гироскопа и фазой обратной связи является критическим элементом ЯМГ. В данном разделе рассматривается влияние фазы обратной связи с конечным коэффициентом усиления в петле на динамику гироскопа.

При малых отклонениях разности фаз от заданного значения β_0 прецессия фазы ЯМР описывается выражением

$$\frac{d\phi}{dt} = \Omega_z + \Gamma_2(\theta - \phi), \quad (25)$$

где θ – фаза вынуждающего поля.

Для простоты представим, что фаза возбуждения $\theta = \phi - \beta$ формируется простой пропорциональной обратной связью, описываемой выражением¹

$$\frac{d\theta}{dt} = \omega_0 + g(\bar{\beta} - \beta_0) \frac{d\bar{\beta}}{dt} = \frac{-\bar{\beta}}{\tau} + \frac{(\phi - \theta)}{\tau}. \quad (26)$$

Для неподвижного гироскопа частота ω_0 синтезируется из частоты опорного стабильного генератора таким образом, чтобы $\omega_0 = \Omega_z - \Gamma_2 \beta_0$.

Рассмотрим отклик на переменную ларморовскую частоту $\Omega_z = \tilde{\Omega}_z e^{i\omega t}$. Соответствующий частотный отклик вычисляется по формуле

$$i\omega \tilde{\phi} = \frac{g - \omega(i + \tau\omega)}{g + (\Gamma - i\omega)(1 - i\tau\omega)} \tilde{\Omega}_z. \quad (27)$$

На низких частотах масштабный коэффициент равен $\frac{g}{g + \Gamma} = 1 - \frac{\Gamma}{g + \Gamma}$, и он приближается к единице на высоких частотах, как показано на рис. 2. Ширина полосы частот гироскопа не ограничена ни Γ , ни g .

¹ Величины g и τ ранее не вводились; согласно (26), они представляют собой коэффициент усиления и постоянную времени интегрирования в петле обратной связи – прим. редактора перевода.

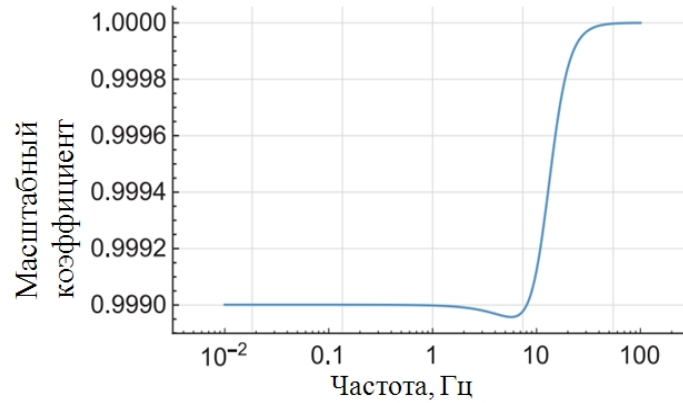


Рис. 2. Зависимость масштабного коэффициента от частоты.

Параметры: $\Gamma = 10$ мГц, $g = 10$ Гц, $\tau = 0,01$ с

6. Шум

Шумовые характеристики ЯМГ могут быть определены, если модифицировать уравнение (15), включив в него погрешности измерений относительной фазы прецессии и возбуждения

$$\frac{d\phi}{dt} = \Omega_z - \Gamma_2 \tan[\beta_0 + \delta\beta(t)]. \quad (28)$$

Поскольку предполагается, что задача ЯМГ состоит в точном измерении ларморовской частоты, флуктуации Ω_z не следует считать шумом, за исключением случая гироскопа с одним изотопом: в этом случае такие флуктуации будут содержать добавку нежелательного фонового шума. Устранение влияния флуктуаций магнитных полей, рассмотренное ниже в разделе 7, является основной причиной использования двух изотопов в схеме ЯМГ.

Флуктуации фазы $\delta\beta$ имеют первостепенное значение для анализа шумов. Предположим, что вынуждающие поля свободны от шумов, и, таким образом, основной вклад в фазовый шум связан с неточностью измерения фазы ЯМР. Согласно уравнению (25), в результате формируется частотный шум

$$\delta\tilde{v}(f) = \frac{\Gamma_2 \delta\tilde{\beta}(f)}{2\pi}. \quad (29)$$

В большинстве случаев погрешности фазовых измерений возникают из-за фоновых флуктуаций $\delta\tilde{B}_y(f)$ y -компоненты магнитного поля, приводящих к конечному соотношению «сигнал/шум» при детектировании прецессии X_e . Тогда

$$\delta\tilde{v}_f(f) = \frac{\Gamma_2 \delta\tilde{B}_y(f)}{2\pi B_{Xe}}, \quad (30)$$

где B_{Xe} – эффективное магнитное поле при детектировании щелочным магнитометром. В гироскопических терминах это соответствует случайному блужданию по углу и является основным источником белого шума угловой скорости (частоты).

Хотя ширина полосы частот ЯМР с обратной связью достаточно высока, шум увеличивается на высоких частотах из-за конечного соотношения «сигнал/шум» фазового измерения (белый шум угла, или фазы). В результате получаем эффективный частотный шум

$$\delta\tilde{v}_\theta(f) = f\delta\tilde{\beta}(f) = f \frac{\delta\tilde{B}_y(f)}{B_{Xe}} \quad (31)$$

или соответствующий минимальный уровень шума эффективного магнитного поля

$$\delta\tilde{B}_z(f) = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\delta\tilde{v}_\theta^2 + \delta\tilde{v}_f^2} = \frac{\delta\tilde{\beta}(f)}{2\pi\gamma T_2} \sqrt{1 + (2\pi f T_2)^2}, \quad (32)$$

как показано на рис. 3.

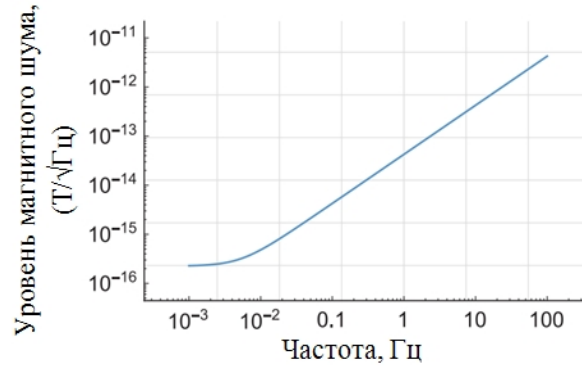


Рис. 3. Минимальный уровень шума эффективного магнитного поля для ЯМР-осциллятора ^{129}Xe .

Приняты следующие значения: $\tilde{B}_y = 0,5 \text{ нГ} / \sqrt{\text{Гц}}$, $B_{Xe} = 1 \text{ мГ}$, $T_2 = 30 \text{ с}$

Рассмотрим теперь статистические свойства ЯМГ в зависимости от времени осреднения. При коротких периодах осреднения конечное соотношение «сигнал/шум» является лимитирующим чувствительность фактором, эквивалентным белому шуму угла. Представим, что выходной сигнал гироскопа проходит через фильтр нижних частот с постоянной времени t_a . Эквивалентный частотный шум имеет вид:

$$\begin{aligned} \delta\tilde{v}_\theta(f) &= \frac{f\delta\tilde{\beta}(f)}{\sqrt{1 + (2\pi f t_a)^2}}, \\ \delta\tilde{v}_\theta(f) &= \frac{f}{\sqrt{1 + (2\pi f t_a)^2}} \frac{\delta\tilde{B}_y(f)}{B_{Xe}}. \end{aligned} \quad (33)$$

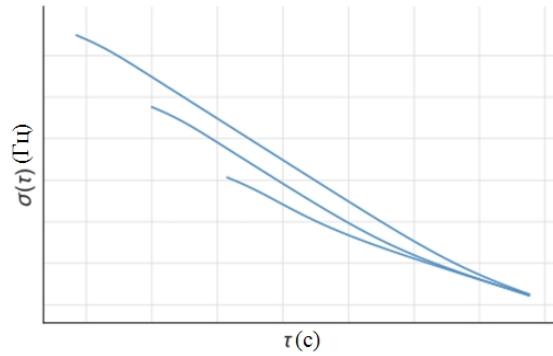


Рис. 4. Неопределенность частотных показаний ЯМГ (аллановская девиация) в зависимости от времени осреднения для различных параметров фильтра нижних частот на выходе гироскопа (0, 1, и 10 с). Параметры шума те же, что на рис. 3

Существует компромисс между шириной полосы частот и уровнем шума, причем белый шум угла преобладает при $t_a < T_2$. На рис. 4 показана аллановская девиация $\sigma(\tau)$ для различных периодов осреднения:

$$\begin{aligned} \sigma^2(\tau) &= 2 \int_0^\infty df \frac{\sin(\pi f \tau)^4}{(\pi f \tau)^2} [\delta \tilde{v}_\theta^2 + \delta \tilde{v}_f^2] = \\ &= \left(\frac{\delta \tilde{B}_y(f)}{B_{Xe}} \right)^2 \left(\frac{3 + e^{-2\tau/t_a} - 4e^{-\tau/t_a}}{16\pi^2 \tau^2 t_a} + \frac{1}{8\pi^2 \tau T_2^2} \right). \end{aligned} \quad (34)$$

7. Работа схемы с двумя изотопами

Если не использовать ЯМГ для измерения магнитных полей, то его основная погрешность связана с шумом магнитного поля. Решением этой проблемы является использование ЯМГ с двумя изотопами, один из которых стабилизирует магнитное поле посредством обратной связи, привязывающей¹ к опорной частоте (синтезированной из частоты опорного генератора). В такой схеме вращение детектируется путем сравнения² второго изотопа со второй опорной частотой. За счет этого магнитный шум подавляется [14].

Обобщим уравнение (13) для схемы с двумя изотопами:

$$\frac{d\phi_a}{dt} = \gamma_a B_z + \omega_r + \Delta_a = c_a, \quad (35)$$

$$\frac{d\phi_b}{dt} = \gamma_b B_z + \omega_r + \Delta_b. \quad (36)$$

Ответственные за смещение члены Δ_i содержат как целенаправленно созданные фазовые сдвиги между вынуждающими полями и сигналами прецессии, так и другие источники сдвигов, которые будут обсуждаться ниже.

¹ Частоту сигнала – прим. редактора перевода.

² Частоты – прим. редактора перевода.

Существует множество возможных способов реализации схемы с двумя изотопами. Пожалуй, наиболее простым является обратная связь по магнитному полю для стабилизации частоты изотопа a по частоте c_a , которую синтезируют из стабильной тактовой частоты. Затем частота прецессии изотопа b сравнивается со второй (также синтезированной из тактовой частоты) частотой c_b :

$$\frac{d\phi_b}{dt} - c_b = \left[\frac{\gamma_b}{\gamma_a} c_a - c_b + \frac{\gamma_a \Delta_b - \gamma_b \Delta_a}{\gamma_a} \right] + \omega_r \left(1 - \frac{\gamma_b}{\gamma_a} \right), \quad (37)$$

$$\frac{d\phi_b}{dt} - c_b = \omega_b + \omega_r \left(1 - \frac{\gamma_b}{\gamma_a} \right). \quad (38)$$

Члены в скобках в сочетании дают общее смещение частоты ω_b , которое можно привести к нулю путем подстройки c_b или отдельных сдвигов. В такой схеме масштабный коэффициент вращения равен $\left(1 - \frac{\gamma_b}{\gamma_a} \right)$ и, по сути, с высокой степенью точности представляет собой «константу». В действительности известно, что существуют слабые зависимости от давления газа, температуры и т.д., но они появляются только в седьмом десятичном знаке [5]. Следует учесть, что знак ^{131}Xe противоположен знаку других ядер, поэтому масштабный коэффициент ЯМГ с двумя изотопами, один из которых ^{131}Xe , будет больше единицы.

Еще о знаках: во избежание чрезмерного использования символов « $\pm$ » условимся, что опорные частоты $c_{a,b}$ имеют тот же знак, что и соответствующие магнитные моменты. Таким образом, если $a = ^{129}\text{Xe}$, $b = ^{131}\text{Xe}$, то $c_a < 0$ и $c_b > 0$ и величина $\frac{\gamma_b}{\gamma_a} c_a - c_b$ будет примерно равна нулю.

Второй подход заключается в стабилизации «разностной частоты» $\frac{d\phi_a}{dt} - \frac{d\phi_b}{dt}$ по отношению к опорной частоте $c_{ab} = c_a - c_b$. Преимущество данного подхода состоит в том, что $\frac{d\phi_a}{dt} - \frac{d\phi_b}{dt}$ не зависит от ω_r , и, следовательно, обратная связь по магнитному полю не должна компенсировать вращение на высоких угловых скоростях. Соответствующее отношение для изотопа b будет иметь вид:

$$\frac{d\phi_b}{dt} - c_b = \left[\frac{\gamma_b c_{ab}}{\gamma_a - \gamma_b} - c_b + \frac{\gamma_a \Delta_b - \gamma_b \Delta_a}{\gamma_a - \gamma_b} \right] + \omega_r \quad (39)$$

с масштабным коэффициентом вращения, равным 1.

Интересно также рассмотреть распространение шума через схему ЯМГ с двумя изотопами. Флуктуации B_z практически полностью исключаются

¹ Гиромагнитного отношения – прим. редактора перевода.

благодаря комагнитометрической схеме. Однако флуктуации B_y , вызывающие фазовый шум, неотличимы от фактических изменений магнитного поля и, следовательно, компенсируются контуром обратной связи по магнитному полю. Такие флуктуации оказываются пропорциональными отношению гиромагнитных отношений¹, они фактически эквивалентны магнитному полю по оси z , а потому будут подавлены. Результат можно вывести из уравнения (34)² при флуктуирующем значении Δ_i :

$$\delta\tilde{\omega}_r^2 = \left(\frac{|\gamma_a| \Gamma_{2b}}{|\gamma_a - \gamma_b|} \frac{\delta\tilde{B}_y(f_b)}{B_{Xe,b}} \right)^2 + \left(\frac{|\gamma_b| \Gamma_{2a}}{|\gamma_a - \gamma_b|} \frac{\delta\tilde{B}_y(f_a)}{B_{Xe,a}} \right)^2. \quad (40)$$

Данное уравнение показывает, что случайное блуждание по углу в большей мере определяется изотопом с меньшим гиромагнитным отношением.

7.1. Систематические погрешности

Хотя статистические³ параметры ЯМГ весьма впечатляют, залогом долговременной стабильности прибора является управление систематическими погрешностями. К ним относятся: дифференциальное поле щелочного металла, электрические квадрупольные сдвиги при взаимодействии со стенками ячейки и остаточные дрейфы. Прежде чем приступить к подробному обсуждению каждого из этих факторов, рассмотрим некоторые общие положения.

Для двухизотопной схемы частота смещения согласно уравнению (38) равна

$$\omega_{bias} = \frac{\gamma_b}{\gamma_a} c_a - c_b + \frac{\gamma_a \Delta_b - \gamma_b \Delta_a}{\gamma_a}. \quad (41)$$

Первые два члена представляют собой фазовый сдвиг из-за флуктуаций частоты опорного генератора, который в значительной степени подавлен до тех пор, пока опорные частоты близки к резонансным частотам ЯМР. Предположим, что используется высококачественный опорный генератор, так что влиянием его флуктуаций можно пренебречь. Третий член уравнения представляет собой смещение из-за эффектов, рассмотренных выше.

Любой источник смещений, масштаб которых пропорционален соответствующим гиромагнитным отношениям, устраняется в двухизотопной схеме. Таким образом, шум магнитного поля, даже если он не полностью подавлен контуром обратной связи, не является источником смещения.

Важно отметить, что, регулируя одну или обе тактовые частоты или устанавливая целенаправленный сдвиг фазы между возбуждением и ядерной прецессией, можно установить любое желаемое значение смещения, в том числе нулевое. Смещение само по себе обычно не имеет значения, а вот его дрейф (нестабильность) во времени и в зависимости от температуры являет-

¹ Изотопов – прим. редактора перевода.

² Следует читать: «из уравнения (39) с учетом (29)» – прим. редактора перевода.

³ Точнее, шумовые – прим. редактора перевода.

ся ключевым фактором. Предположим, что гиромагнитные отношения не зависят от температуры. Тогда нестабильность смещения нуля равна

$$\delta\omega = \frac{d\omega_{bias}}{dT} \delta T = \left[\frac{d\Delta_b}{dT} - \frac{\gamma_b}{\gamma_a} \frac{d\Delta_a}{dT} \right] \delta T, \quad (42)$$

где δT – нестабильность температуры системы. Как будет показано далее, систематические сдвиги в целом можно распределить таким образом, чтобы влияние данного фактора исчезло, а предельное значение нестабильности определялось температурными зависимостями второго порядка.

7.1.1. Дифференциальное поле щелочного металла

Роль сдвигов поля щелочных металлов в смещении нуля выражается следующими формулами:

$$\omega_1 = \frac{\gamma_a(\gamma_b B_b) - \gamma_b(\gamma_a B_a)}{\gamma_a} = \gamma_b(B_b - B_a), \quad (43)$$

$$\omega_1 = \frac{\kappa_b - \kappa_a}{\kappa_b} \gamma_b b_b S_z. \quad (44)$$

При использовании двух разных химических элементов (например, Не и Хе) этот сдвиг сравним по величине со сдвигом частоты элемента с большим κ (в данном случае – Хе). Эта проблема была обнаружена ранее в программе компании Litton [14] и послужила причиной использования двух изотопов Хе, так как при этом «изотопический сдвиг» должен быть очень мал. Недавно был измерен фракционный изотопический сдвиг $(\kappa_b - \kappa_a) / \kappa_a$ [7], который оказался равен 0,0017. На основании этого можно заключить, что типичная величина смещения полем щелочного металла составляет 115 мкГц для полностью поляризованного Rb при концентрации $10^{13}/\text{см}^3$. При условии, что изменение давления пара Rb является доминирующим фактором, температурная зависимость составляет примерно 7 мкГц/К=9°/ч К.

7.1.2. Квадрупольные сдвиги

Недостаток использования двух изотопов Хе состоит в том, что ядро ^{131}Xe со спином 3/2 испытывает электрические квадрупольные взаимодействия из-за градиентов электрического поля на стенках ячейки [26]. Масштаб квадрупольного взаимодействия может изменяться на порядок или больше от ячейки к ячейке. Поскольку ЯМГ функционирует в непрерывном режиме, его сигналы достигают стационарного состояния, по которому бывает сложно определить масштаб квадрупольного взаимодействия, так как основное проявление квадрупольного взаимодействия заключается в сдвиге фазы прецессии по отношению к фазе вынуждающего поля. В сигнале затухания свободной прецессии этот эффект проявляется более отчетливо [7].

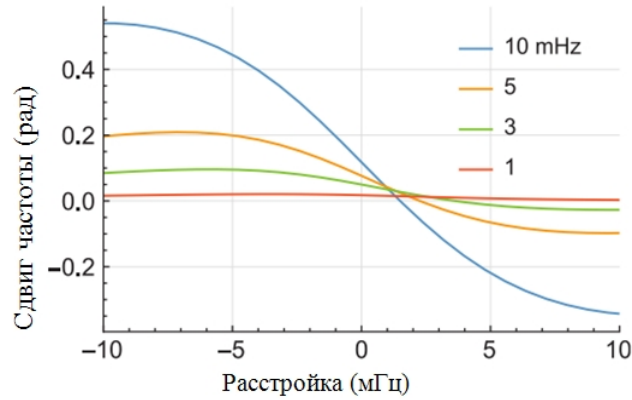


Рис. 5. Расчет квадратурного фазового сдвига в зависимости от отстройки частоты для генератора ^{131}Xe при различной напряженности квадратурного взаимодействия. Принятые параметры: $T_1 = T_2 = 20$ с, $\Omega_d = 1/T_1$, $\Gamma_{SE} = 1/200$ с. Эффективным сдвигом частоты является ширина линии ЯМР, умноженная на тангенс квадратурного фазового сдвига

С помощью методов Хаппера и др. [16] было выполнено базовое моделирование влияния в первом порядке эффекта квадратурного взаимодействия на осциллятор на ^{131}Xe . На рис. 5 показан вклад квадратурного взаимодействия в фазовый сдвиг в зависимости от отстройки частоты при различных значениях масштаба квадратурного взаимодействия. Любопытно то, что квадратурный фазовый сдвиг становится относительно нечувствительным к масштабу взаимодействия не в центре резонансной линии, а рядом с ним. По всей вероятности, это тесно связано с устранением переходных квадратурных биений при определенной ориентации направления магнитного поля во вращающейся системе координат [42].

7.1.3. Остаточное смещение нуля

Минимизация нестабильности смещения нуля обычно приводит к выбору режима работы двух осцилляторов со смещением относительно резонанса, в котором фазовый сдвиг β_0 между фазами возбуждения и прецессии не равен нулю. Это приводит к появлению целенаправленно созданного фазового сдвига

$$\omega_{off} = \Gamma_2 \tan \beta_0. \quad (45)$$

Поскольку Γ_2 зависит от соотношения «температура/плотность», особенно в случае ^{129}Xe , это может быть источником нестабильности смещения нуля. В двухизотопной схеме остаточное смещение нуля равно

$$\omega_{bias} = \Gamma_{2,b} \tan \beta_{0,b} - \frac{\gamma_b}{\gamma_a} \Gamma_{2,a} \tan \beta_{0,a}. \quad (46)$$

Очень важно отметить, что смещение нуля ω_{bias} – это величина с произвольными знаком и величиной (хотя нецелесообразно использовать осциллятор со смещением относительно резонанса на величину, превышающую не-

сколько ширин линии). Полагая, что ширина линии ^{129}Xe пропорциональна давлению пара Rb и ее вариации дают доминирующий вклад в остаточное смещение нуля, получаем типичную чувствительность к температуре на уровне $100 \tan\beta_0 \text{ (}\mu\text{ Hz / K)} = 150^\circ \tan\beta_0 \text{ (h / K)}$.

7.1.4. Компенсация нестабильности смещения нуля

При эксплуатации гироскопа допустимо фиксированное смещение нуля или даже его равномерное (характеризующееся постоянной скоростью) изменение. Однако неконтролируемые дрейфы нуля, не связанные с вариациями магнитного поля (те, что не пропорциональны гиромагнитным отношениям), в целом не отличаются от фактических вращений и определяют лимит точности ЯМГ. Наиболее вероятным источником дрейфов нуля является неточность стабилизации температуры, хотя изменение интенсивности лазера накачки тоже может быть существенным фактором. При условии, что колебания температуры (которые могут также приводить к вариациям интенсивности лазера накачки в компактных системах, в которых лазеры расположены близко к нагретой ячейке) преобладают, нестабильность смещения нуля приблизительно равна

$$\delta\omega_1 + \delta\omega_Q + \delta\omega_{bias} = \delta\omega_1 + \delta\omega_Q - \frac{\gamma_b}{\gamma_a} \delta\Gamma_{2,a} \tan\beta_{0,a} \quad (47)$$

при допущении, что сдвиг ^{129}Xe дает основной вклад в температурную чувствительность остаточного смещения нуля. Важно отметить, что линейная зависимость смещения от температуры стремится к нулю, когда

$$\tan\beta_{0,a} = \frac{\gamma_a}{\gamma_b} \frac{\delta\omega_1 + \delta\omega_Q}{\delta\Gamma_{2,a}} = 0,05, \quad (48)$$

где численная оценка получена при условии, что вклад дифференциального поля щелочного металла в смещение нуля является преобладающим фактором. Таким образом, небольшое смещение частоты ^{129}Xe от резонанса может исключить факторы, вызывающие нестабильность смещения нуля в первом порядке.

Чувствительность смещения нуля к температуре может быть подавлена в той мере, в которой дифференциальное поле щелочного металла и остаточное смещение нуля пропорциональны $[\text{Rb}]^1$. Поскольку, по всей видимости, данное допущение нарушается на каком-то зависящем от конкретной реализации уровне, отметим, что сдвиг² ^{131}Xe можно также использовать для устранения зависимостей второго порядка. Даже если это и неосуществимо, уменьшение температурной чувствительности смещения нуля в 100 раз приведет к нестабильности смещения при стабилизации температуры на уровне 10 мК:

¹ Т.е. концентрации паров Rb – прим. редактора перевода.

² Сдвиг генерации относительно резонанса – прим. редактора перевода.

$$\delta\omega = \frac{7\mu\text{Hz} / K}{100} \times 0.01K = 0.7\text{nHz} = 9 \times 10^{-4} \text{ }^\circ/\text{h} . \quad (49)$$

При условии принципиальной достижимости стабильности температуры на уровне 10 мК это означает, что ЯМГ имеет отличную потенциальную стабильность смещения нуля.

8. Гироскоп фирмы NORTHROP GRUMMAN

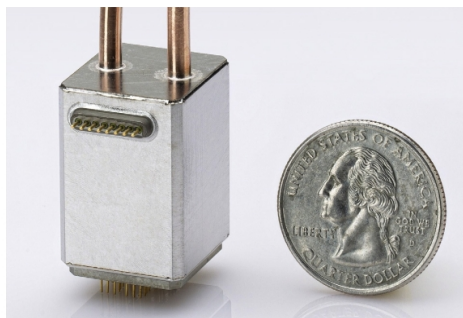


Рис. 6. Физический блок ЯМГ разработки Nortrop Grumman. Лазеры, катушки, ячейка с нагревателями и оптика находятся внутри вакуумированного магнитного экрана. Разъемы соединяют корпус гироскопа с внешней электроникой

ного водорода, которое образует рубидий-водородное покрытие, обеспечивающее более длительные времена релаксации ^{131}Xe [26].

Ячейка установлена на держателе с низким коэффициентом теплопроводности и подогревается нагревателями, работающими на нерезонансном переменном токе и сконструированными так, чтобы минимизировать порожденные ими магнитные поля. Слой вакуума¹, поддерживаемого геттерным насосом, выдерживает тепловую нагрузку до десятков мВт при типичной рабочей температуре $> 120 \text{ }^\circ\text{C}$.

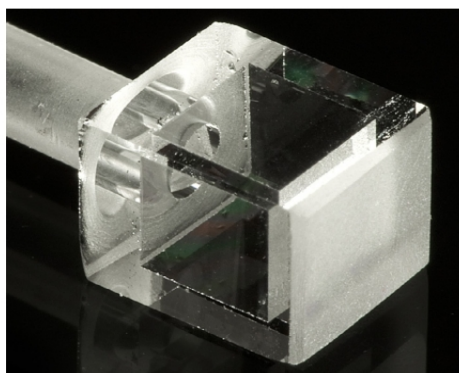


Рис. 7. Стеклоанная ячейка с держателем

магнитометра и компенсирующих полей для оптимизации времен поперечной релаксации инертного газа.

Внутри экрана также находится набор катушек для создания магнитного поля смещения порядка 1 Гс^2 , магнитного поля параметрической модуляции для щелочного

¹ Вакуум играет роль теплоизолятора – прим. редактора перевода.

² $1 \text{ Гс (CGS)} = 100 \text{ мТл (СИ)}$ – прим. редактора перевода.

Два лазера с вертикальными резонаторами, или вертикально излучающих лазера (ВИЛ), обеспечивают до 2,5 мВт мощности каждый для накачки и детектирования. Температура и ток каждого лазера регулируются, что позволяет получить оптимальную мощность и нужные параметры настройки. Интегрированная оптическая система направляет свет лазера в ячейку. Свет лазера детектируется балансным детектором Фарадея.

Очень важный компонент системы ЯМГ – контрольно-измерительное электронное оборудование. Поскольку существует множество конструктивных вариантов, ограничимся общим обзором. Высококачественный кварцевый генератор обеспечивает опорные частоты для системы. Из них синтезируются сигналы параметрической модуляции и опорные сигналы для двух изотопов. Сигналы прецессии Хе, продетектированные Rb-магнитометром, подвергаются разложению в ряд Фурье для разделения сигналов двух изотопов, которые затем усиливаются и сдвигаются по фазе для использования в качестве вынуждающих ЯМР полей. Два сигнала Хе смешиваются для выделения их разностной частоты, и контур обратной связи подстраивает магнитное поле таким образом, чтобы привязать разностную частоту к опорной. Разность фаз между сигналом ^{131}Xe и другой опорной частотой, синтезированной из частоты опорного генератора, непосредственно соответствует углу вращения.

В табл. 1 представлены сводные рабочие характеристики по состоянию на 2014 год. Значение случайного блуждания по углу $0,005 \text{ град}/\sqrt{\text{ч}}$ ($230 \text{ нГц}/\sqrt{\text{Гц}}$) определяет стабильность, пока основным ограничивающим фактором является белый фазовый шум (рис. 8) – то есть пока не достигнут предел стабильности смещения нуля, составляющий $0,02 \text{ град/ч}$ (15 нГц). Конечно, в реальном гироскопе имеют значение и многие другие параметры. Особый интерес представляет тот факт, что масштабный коэффициент, определяемый физикой прибора, а не геометрическими факторами, с очень высокой точностью равен единице и чрезвычайно стабилен (от включения к включению – 4 ppm , 1 ppm за сутки непрерывной эксплуатации).

Т а б л и ц а 1.

Технические характеристики ЯМГ NGC на 2014 г.

Параметры	Единица измерения	Показатели
Случайное блуждание по углу	град/ $\sqrt{\text{ч}}$	0,005
Дрейф смещения нуля	град/ ч	0,02
Масштабный коэффициент		0,998592(4)
Стабильность масштабного коэффициента	ppm	4
Диапазон частот вращения	град/с	3500
Полоса частот	Гц	300
Размер	см ³	10
Подавление В-поля		$> 10^{10}$

Диапазон частот вращения и полоса частот также оказываются высокими – они значительно превышают полосу частот ядер Хе, равную примерно 10 мГц . Разумеется, как объяснялось ранее, это связано с активной обратной связью

в схеме осциллятора; при этом следует отметить, что полоса пропускания в 300 Гц соответствует 30000 ширинам линии Хе. Далее, точная привязка магнитного поля к разностной частоте¹ позволяет подавить магнитное поле в 10 млрд раз.

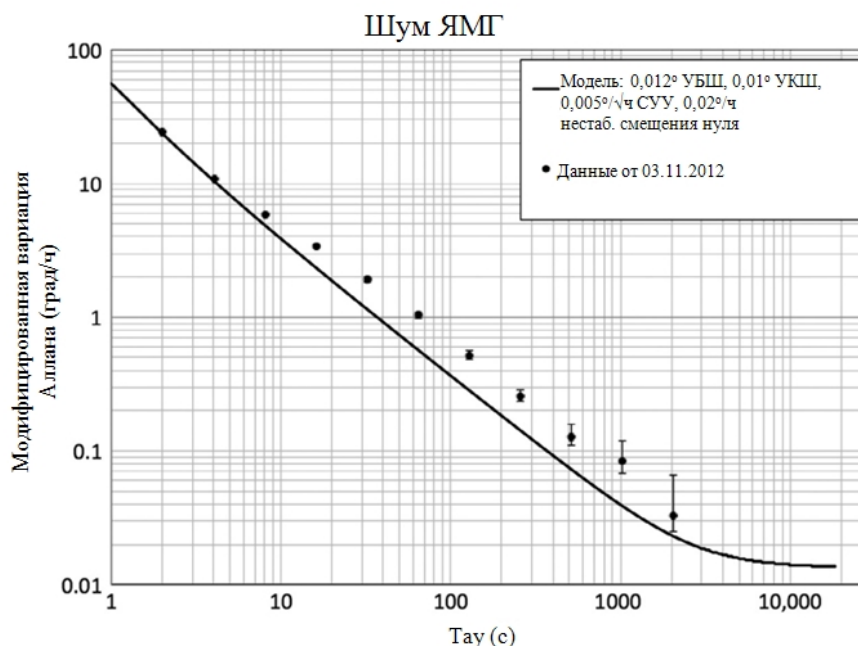


Рис. 8. Результаты измерения шума гироскопа в зависимости от времени осреднения τ . Сплошная линия показывает зависимость $\tau^{-3/2}$, соответствующую белому шуму угла (фазы) вплоть до достижения больших времен, на которых начинает преобладать нестабильность смещения нуля. Источник: Meyer D. and Larsen M., Nuclear Magnetic Resonance Gyro for Inertial Navigation, Gyroscopy and Navigation, 2014, vol. 5, no. 2, pp. 75–82.

Наконец, из рис. 6 следует, что указанные рабочие характеристики достигнуты в устройстве с очень небольшим объемом. Другие гироскопические технологии, в частности кольцевые лазерные гироскопы и атомные интерферометры, достигают лучших шумовых характеристик, однако их объемы существенно превышают 10 см³. Поскольку представляется, что измеренные к настоящему моменту характеристики ЯМГ ограничены техническим шумом, они обладают огромным потенциалом для дальнейшего улучшения случайного блуждания по углу. Контроль смещения нуля также представляет большой интерес и в настоящее время является предметом интенсивных исследований.

9. Перспективы

В данной статье рассматриваются общие физические законы, обуславливающие работу ЯМГ со спин-обменной накачкой. ЯМГ не только решает конкретную задачу в области прикладной физики, то есть задачу высокоточного измерения вращения в малогабаритном устройстве, но и представляет собой

¹ Говоря о «разностной частоте», следует помнить о том, что авторы условились считать, что частоты прецессии ¹²⁹Xe и ¹³¹Xe имеют противоположные знаки – прим. редактора перевода.

спектроскопический прибор, который может быть полезен при изучении фундаментальных симметрий, например при поиске экзотических частиц, при нарушении локальной лоренцевской инвариантности и при поиске предельных значений постоянных электродипольных моментов.

Мы надеемся, что дальнейшая разработка ЯМГ и работа по усовершенствованию их технических характеристик позволит улучшить показатели случайного блуждания угла и стабильности смещения нуля, сохранив при этом весьма впечатляющие значения полосы пропускания, стабильности масштабного коэффициента и т.д. Эти улучшения имеют огромное значение для практической реализации гироскопа и являются объектом пристального изучения в Northrop Grumman Corporation. В частности, отметим, что для активного измерения и компенсации влияния поля щелочного металла и квадрупольных сдвигов может быть использована инверсия поляризации и магнитного поля, как описано у Булатовича и др. [7]. Заметим, что фундаментальные пределы шума еще не достигнуты. Было бы крайне интересно узнать, каких шумовых характеристик можно добиться при оптимизации одних только шумовых параметров системы ЯМГ. Такая система может характеризоваться большими объемами, что позволит уменьшить ширины линий и добиться соответствующего ослабления щелочных и квадрупольных полей. Кроме того, в этой системе, вероятно, будут применены новые методы решения проблем с источниками смещения нуля.

В последние несколько лет наш интерес вызывает новый подход к ЯМГ, посредством которого возможно устранять сдвиги от полей щелочного металла и/или квадрупольные сдвиги. Основная идея состоит в том, чтобы заставить атомы инертных газов или щелочные атомы копрецессировать¹ с полностью поперечными поляризациями. Так как щелочная поляризация будет перпендикулярна постоянному полю смещения, постоянное щелочное поле, параллельное² магнитному полю смещения, будет отсутствовать, и тем самым будет устранен этот чрезвычайно важный источник смещения нуля. Однако, поскольку щелочные атомы имеют значительно большие магнитные моменты, чем Хе, для обеспечения поперечной копрецессии требуется эффективное обнуление магнитного момента щелочного металла. Это достигается заменой постоянного поля смещения последовательностью кратких (порядка микросекунд) 2π -импульсов, резонансных щелочным атомам [21], таким образом, чтобы осреднение по времени обнуляло прецессию щелочных атомов. Благодаря этому возможна синхронная накачка атомов Хе и щелочных металлов на резонансной частоте Хе [22] при одновременном сохранении фундаментальных шумовых характеристик, свойственных ЯМГ со спин-обменной накачкой.

Благодарности

Данная статья написана Т.Уокером при частичной поддержке Национального научного фонда (GOALI PHY1306880) и корпорации Northrop Grumman. В ней описана работа, впервые начатая сотрудниками компаний Litton и NGC, с учетом последних разработок, в частности Роберта Гриффита и Фила Кларке (электроника), Майкла Булатовича (механическое и системное проектирование), Джеймса Павелла (капсулы).

¹ Т.е. прецессировать со связанными фазами – прим. редактора перевода.

² В описанной выше «классической» схеме – прим. редактора перевода.

ПРИЛОЖЕНИЕ

A.1. Скорость спинового обмена Rb-Xe

В ограниченно короткое время жизни молекулы (τ) [15, формула 109] спин-обменные взаимодействия в связанных и квазисвязанных ван-дер-ваальсовых молекулах поляризуют ядра Xe со скоростью

$$\frac{d\langle K_z \rangle}{dt} = \frac{1}{T_X} \left(\frac{\alpha\tau}{[I]\hbar} \right)^2 \left[\langle K^2 - K_z^2 \rangle \langle F_z \rangle - \langle F^2 - F_z^2 \rangle \langle K_z \rangle \right]. \quad (\text{A.1})$$

Здесь скорость образования молекул равна $1/T_X$, продолжительность жизни молекулы – τ , ядерный спин щелочных металлов – I , полный спин щелочного атома – $F = I + S$. В течение очень короткого времени жизни разрывается связь спина электрона и ядра щелочного атома и с учетом [15, уравнение 121] уравнение (A.1) принимает вид:

$$\frac{d\langle K_z \rangle}{dt} = \frac{1}{T_X} \left(\frac{\alpha\tau}{\hbar} \right)^2 \left[\langle K^2 - K_z^2 \rangle \langle S_z \rangle - \frac{1}{2} \langle K_z \rangle \right]. \quad (\text{A.2})$$

Бинарные соударения подчиняются такому же скоростному уравнению, что и короткоживущие молекулы, но они не зависят от времени образования и распада молекул

$$\frac{d\langle K_z \rangle}{dt} = \Gamma_{bin} \left[2 \langle K^2 - K_z^2 \rangle \langle S_z \rangle - \langle K_z \rangle \right]. \quad (\text{A.3})$$

Переход от коротких к очень коротким столкновениям учитывается с помощью коэффициента $J = (1 + \omega_{hf}^2 \tau^2)^{-1}$, который представляет собой фракцию молекул, распавшихся на временах, меньших периода прецессии сверхтонкого перехода $2\pi / \omega_{hf}$.

Скорость спин-обмена определяется как вклад спин-обмена в T_1 для ядер Xe

$$\Gamma_{SE} = \Gamma_{bin} + \frac{1}{2T_X} \left(\frac{\alpha\tau}{\hbar} \right)^2 \left(J + (1-J) \frac{2 \langle F^2 - F_z^2 \rangle}{[I]^2} \right). \quad (\text{A.4})$$

При этом можно дать явную формулу для $\langle F^2 - F_z^2 \rangle$, если предположить, что спины щелочных металлов находятся в спиново-температурном равновесии, $\rho = e^{\beta F_z}$. Запишем ее с учетом поляризации электронов $P = \tanh[\beta / 2]$

$$2\langle F^2 - F_z^2 \rangle = q = \frac{F_z}{S_z} = \left(\frac{8}{3P^2 + 1} + \frac{8}{P^2 + 3} + 2 \right), \quad (\text{A.5})$$

где правая часть уравнения соответствует изотопу ^{85}Rb с $I = 5/2$. Тогда уравнение

$$\Gamma_{SE} = \Gamma_{bin} + \frac{1}{2} \frac{1}{T_X} \left(\frac{\alpha\tau}{\hbar} \right)^2 \frac{1 + q(\omega\tau)^2 / [I]^2}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (\text{A.6})$$

должно точно представлять скорость спинового обмена при условии, что результирующее давление превышает несколько десятков торр (мм рт. ст.).

Подробное рассмотрение баланса позволяет переписать время образования молекулы с учетом времени ее распада, плотности щелочных металлов и коэффициента химического равновесия $k_{хим}$

$$\frac{[X]}{T_X} = \frac{[AX]}{\tau} = \frac{k_{chem}[A][X]}{\tau} \rightarrow \frac{1}{T_X} = \frac{k_{chem}[A]}{\tau}. \quad (\text{A.7})$$

В настоящей работе не дается обзор часто противоречивых данных об измерениях RbXe-спин-обменных параметров, однако мы находим, что в целом приведенные ниже цифры позволяют получить хорошее совпадение с результатами наших экспериментов. Для буферного газа с преобладанием He [34] измеренное $\omega\tau_{He} = 2.95$ амагат/[He], а $k_{хим} = 213 \text{Å}^3$ при температуре 80°C и несколько меньше при 120°C . Рамси и др. [35] показали, что $\tau_{N_2} = \tau_{He} / 1.6$. Бхаскар и др. [2] вывели $\gamma N / \alpha = 4.1$ для ^{129}Xe и вычислили [3] $\gamma N / h = 120$ МГц по измерениям магнитного расщепления; таким образом, $\alpha / h = 29$ МГц. Влияние бинарных соударений на скорость спинового обмена было измерено [17] и составило $\Gamma_{bin} / [\text{Rb}] = 1.75 \times 10^{13} \text{ см}^3/\text{с}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Albert, M.S., Cates, G.D., Driehuys, B., Happer, W., Saam, B., Springer, C.S., Wishnia, A., 1994. Biological magnetic resonance imaging using laser-polarized ^{129}Xe . *Nature* 370, 199.
2. Bhaskar, N., Happer, W., McClelland, T., 1982. Efficiency of spin exchange between rubidium spins and ^{129}Xe nuclei in a gas. *Phys. Rev. Lett.* 49, 25.
3. Bhaskar, N., Happer, W., Larsson, M., Zeng, X., 1983. Slowing down of rubidium-induced nuclear spin relaxation of ^{129}Xe gas in a magnetic field. *Phys. Rev. Lett.* 50, 105.
4. Bouchiat, M.A., Carver, T.R., Varnum, C.M., 1960. Nuclear polarization in He^3 gas induced by optical pumping and dipolar exchange. *Phys. Rev. Lett.* 5, 373–375. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.5.373>.
5. Brinkmann, D., Brun, E., Staub, H.H., 1962. Kernresonanz im gasformigen xenon. *Helv. Phys. Acta* 35, 431.
6. Brown, J.M., Smullin, S.J., Kornack, T.W., Romalis, M.V., 2010. New limit on Lorentz and *cpt*-violating neutron spin interactions. *Phys. Rev. Lett.* 105, 151604. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.151604>.
7. Bulatowicz, M., Griffith, R., Larsen, M., Mirijanian, J., Fu, C.B., Smith, E., Snow, W.M., Yan, H., Walker, T.G., 2013, Sep. Laboratory search for a long-range *t*-odd, *p*-odd interaction

- from axionlike particles using dual-species nuclear magnetic resonance with polarized ^{129}Xe and ^{131}Xe gas. *Phys. Rev. Lett.* 111, 102001. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.102001>.
8. **Chen, W.C., Gentile, T.R., Ye, Q., Walker, T.G., Babcock, E.**, 2014. On the limits of spinexchange optical pumping of He-3. *J. Appl. Phys.* 116 (1), 014903. ISSN: 0021-8979. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4886583>.
 9. **Donley, E.A.**, 2010. Nuclear magnetic resonance gyroscopes. In: *Sensors. IEEE*, pp. 17–22. <http://dx.doi.org/10.1109/ICSENS.2010.5690983>. <http://ieeexplore.ieee.org/xpl/articleDetails.jsp?arnumberj5690983>.
 10. **Donley, E.A., Kitching, J.**, 2013. Nuclear magnetic resonance gyroscopes. In: Budker, D., Jackson Kimball, D.F. (Eds.), *Optical Magnetometry*, Cambridge University Press, Cambridge, pp. 369–386 (Chapter 19).
 11. **Fang, J., Wan, S., Qin, J., Zhang, C., Quan, W., Yuan, H., Dong, H.**, 2013. A novel Cs-129Xe atomic spin gyroscope with closed-loop Faraday modulation. *Rev. Sci. Instrum.* 84 (8), 083108. <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/84/8/10.1063/1.4819306>.
 12. **Glenday, A.G., Cramer, C.E., Phillips, D.F., Walsworth, R.L.**, 2008. Limits on anomalous spin-spin couplings between neutrons. *Phys. Rev. Lett.* 101, 261801. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.261801>.
 13. **Grover, B.C.**, 1978. Noble-gas NMR detection through noble-gas-rubidium hyperfine contact interaction. *Phys. Rev. Lett.* 40, 391.
 14. **Grover, B.C., Kanegsberg, E., Mark, J.G., Meyer, R.L.**, 1979. Nuclear magnetic resonance gyro. U.S. Patent 4,157,495.
 15. **Happer, W., Miron, E., Schaefer, S., Schreiber, D., van Wijngaarden, W.A., Zeng, X.**, 1984. Polarization of the nuclear spins of noble-gas atoms by spin exchange with optically pumped alkali-metal atoms. *Phys. Rev. A* 29, 3092.
 16. **Happer, W., Jau, Y.Y., Walker, T.G.**, 2009. *Optically Pumped Atoms*. Wiley, Weinheim, Germany.
 17. **Jau, Y.Y., Kuzma, N.N., Happer, W.**, 2002. High-field measurement of the ^{129}Xe -Rb spin exchange rate due to binary collisions. *Phys. Rev. A* 66 (5), 052710. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.66.052710>.
 18. **Kanegsberg, E.**, 1978. A nuclear magnetic resonance (NMR) gyro with optical magnetometer detection. *SPIE Laser Inertial Rot. Sens.* 157, 73–80.
 19. **Karwacki, F.A.**, 1980. Nuclear magnetic resonance gyro development. *NAVIGATION* 27, 72–78.
 20. **Kornack, T.W., Ghosh, R., Romalis, M.V.**, 2005. Nuclear spin gyroscope based on an atomic comagnetometer. *Phys. Rev. Lett.* 95 (23), 230801.
 21. **Korver, A., Wyllie, R., Lancor, B., Walker, T.G.**, 2013. Suppression of spin-exchange relaxation using pulsed parametric resonance. *Phys. Rev. Lett.* 111, 043002. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.043002>.
 22. **Korver, A., Thrasher, D., Bulatowicz, M., Walker, T.G.**, 2015. Synchronous spin-exchange optical pumping. *Phys. Rev. Lett.* 115, 253001. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.253001>.
 23. **Kwon, T.M.**, 1984. Nuclear magnetic resonance cell having improved temperature sensitivity and method for manufacturing same. U.S. Patent 4,461,996.
 24. **Kwon, T.M., Debley, W.P.**, 1984. Magnetic resonance cell and method for its fabrication. U.S. Patent 4,450,407.
 25. **Kwon, T.M., Volk, C.H.**, 1984. Magnetic resonance cell. U.S. Patent 4,446,428.
 26. **Kwon, T.M., Mark, J.G., Volk, C.H.**, 1981. Quadrupole nuclear spin relaxation of ^{129}Xe in the presence of rubidium vapor. *Phys. Rev. A* 24, 1894–1903. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.24.1894>.
 27. **Lam, L.K., Phillips, E.**, 1985. Apparatus and method for laser pumping of nuclear magnetic resonance cell. U.S. Patent 4,525,672.
 28. **Larsen, M., Bulatowicz, M.**, 2012, may. Nuclear magnetic resonance gyroscope: for DARPA's micro-technology for positioning, navigation and timing program. In: *Frequency Control Symposium (FCS), 2012 IEEE International*, pp. 1–5.
 29. **Ledbetter, M.P., Pustelny, S., Budker, D., Romalis, M.V., Blanchard, J.W., Pines, A.**, 2012. Liquid-state nuclear spin comagnetometers. *Phys. Rev. Lett.* 108 (24), 243001. ISSN: 0031-9007. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.243001>.
 30. **Liu, X.H., Luo, H., Qu, T.L., Yang, K.Y., Ding, Z.C.**, 2015. Measuring the spin polarization of alkali-metal atoms using nuclear magnetic resonance frequency shifts of noble gases. *AIP Adv.* 5 (10), 107119. <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/adva/5/10/10.1063/1.4932131>.

31. Ma, Z.L., Sorte, E.G., Saam, B., 2011. Collisional ^3He and ^{129}Xe frequency shifts in Rb-noble-gas mixtures. *Phys. Rev. Lett.* 106, 193005.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.193005>.
32. Meyer, D., Larsen, M., 2014. Nuclear magnetic resonance gyro for inertial navigation. *Gyroscopy Navigat.* 5, 75–82.
33. Middleton, H., Black, R.D., Saam, B., Cates, G.D., Cofer, G.P., Guenther, R., Happer, W., Hedlund, L.W., Johnson, G.A., Juvan, K., Swartz, J., 1995. MR imaging with hyperpolarized ^3He gas. *Magn. Reson. Med.* 33, 271.
34. Nelson, I.A., Walker, T.G., 2001. Rb-Xe spin relaxation in dilute Xe mixtures. *Phys. Rev. A* 65 (1), 012712. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.65.012712>.
35. Ramsey, N., Miron, E., Zeng, X., Happer, W., 1983. Formation and breakup rates of RbXe van der Waals molecules in He and N_2 gas. *Chem. Phys. Lett.* 102, 340.
36. Rosenberry, M.A., Chupp, T.E., 2001. Atomic electric dipole moment measurement using spin-exchange pumped masers of ^{129}Xe and ^3He . *Phys. Rev. Lett.* 86, 22–25.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.22>.
37. Schaefer, S.R., Cates, G.D., Chien, T.R., Gonatas, D., Happer, W., Walker, T.G., 1989. Frequency shifts of the magnetic-resonance spectrum of mixtures of nuclear spin-polarized noble gases and vapors of spin-polarized alkali-metal atoms. *Phys. Rev. A* 39 (11), 5613–5623. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.39.5613>.
38. Singh, J.T., Dolph, P.A.M., Tobias, W.A., Averett, T.D., Kelleher, A., Mooney, K.E., Neilyubin, V.V., Wang, Y., Zheng, Y., Cates, G.D., 2015. Development of high-performance alkali-hybrid polarized ^3He targets for electron scattering. *Phys. Rev. C* 91, 055205. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.91.055205>.
39. Smiciklas, M., Brown, J.M., Cheuk, L.W., Smullin, S.J., Romalis, M.V., 2011. New test of local Lorentz invariance using a ^{21}Ne -Rb-K comagnetometer. *Phys. Rev. Lett.* 107, 171604. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.171604>.
40. Volk, C.H., Kwon, T.M., Mark, J.G., 1980. Measurement of the Rb-87-Xe-129 spin-exchange cross section. *Phys. Rev. A* 1050-2947. 21 (5), 1549–1555. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.21.1549>.
41. Walker, T.G., Happer, W., 1997. Spin-exchange optical pumping of noble-gas nuclei. *Rev. Mod. Phys.* 69, 629.
42. Wu, Z., Happer, W., Kitano, M., Daniels, J., 1990. Experimental studies of wall interactions of adsorbed spin-polarized ^{131}Xe nuclei. *Phys. Rev. A* 42, 2774.
43. Yoshimi, A., Inoue, T., Uchida, M., Hatakeyama, N., Asahi, K., 2008. Optical-coupling nuclear spin maser under highly stabilized low static field. *Hyperfine Interact.* 03043843. 181 (1–3), 111–114. <http://dx.doi.org/10.1007/s10751-008-9630-z>.
44. Zeng, X., Wu, Z., Call, T., Miron, E., Schreiber, D., Happer, W., 1985. Experimental determination of the rate constants for spin exchange between optically pumped K, Rb, and Cs atoms and ^{129}Xe nuclei in alkali-metal-noble-gas van der Waals molecules. *Phys. Rev. A* 31, 260.

Walker T.G. (University of Wisconsin-Madison, Madison, WI, United States), Larsen M.S. (Northrop Grumman-Advanced Concepts and Technologies, Woodland Hills, CA, US)
Spin-Exchange-Pumped NMR Gyros. *Giroskopiya i Navigatsiya*. 2018. Vol. 26. No. 1 (100). P. 28–54.

Abstract. We present the basic theory governing spin-exchange-pumped nuclear magnetic resonance (NMR) gyros. We review the physics of spin-exchange collisions and relaxation as they pertain to precision NMR. We present a simple model of operation as an NMR oscillator and use it to analyze the dynamic response and noise properties of the oscillator. We discuss the primary systematic errors (differential alkali fields, quadrupole shifts, and offset drifts) that limit the bias stability, and discuss methods to minimize them. We give with a brief overview of a practical implementation and performance of an NMR gyro built by Northrop Grumman Corporation and conclude with some comments about future prospects.