

В. И. ПЕТРОВ, А. К. ВЕРШОВСКИЙ

МЕТОД ПОДАВЛЕНИЯ ИЗОТОПИЧЕСКОГО СДВИГА В БАЛАНСНОМ КВАНТОВОМ ДАТЧИКЕ ВРАЩЕНИЯ НА ЭФФЕКТЕ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Создание компактного балансного квантового датчика вращения (гироскопа) на эффекте ядерного магнитного резонанса в ксеноне представляет собой одну из наиболее насущных и перспективных задач современной метрологии. Предельная точность такого датчика преимущественно ограничена эффектом изотопического сдвига, который, в свою очередь, обусловлен разницей времен релаксации двух изотопов ксенона в условиях пространственно неоднородной спин-обменной накачки ядерных магнитных моментов. В работе предложен метод подавления изотопического сдвига и его частных производных посредством создания внешнего магнитного поля, характеризующегося нелинейным пространственным градиентом. Представленные результаты численного моделирования на основе экспериментальных данных позволяют утверждать, что предложенный метод применим к газовым ячейкам малого размера, в которых пространственная нелинейность параметров накачки особенно велика.

Ключевые слова: ядерный магнитный резонанс, прецессия ядерного момента, изотопический сдвиг, стабильность сдвига нуля.

Введение

Поведение магнитного момента атома или ядра в магнитном поле подобно поведению механического момента (волчка) в поле тяжести [1, 2]. Моменты прецессируют, и наблюдаемая частота их прецессии зависит от скорости вращения системы координат Ω , что позволяет определить Ω путем измерения частоты прецессии [3].

Основное препятствие на пути к созданию квантового датчика вращения (КДВ), основанного на явлении ядерного магнитного резонанса (ЯМР), – это зависимость частоты прецессии от величины магнитного поля B_0 . Коэффициент пропорциональности между B_0 и частотой прецессии ω называется гиромагнитным отношением γ . Простые оценки показывают, что даже при использовании ядерных моментов, характеризующихся существенно меньшими гиромагнитными отношениями, чем электронные моменты [4], магнитное поле невозможно стабилизировать с точностью, необходимой для создания конкурентоспособного датчика вращения.

В связи с этим в КДВ на эффекте ЯМР используется балансная, в первом приближении нечувствительная к величине магнитного поля схема: ЯМР возбуждается сразу в двух ядерных парамагнетиках (как правило, это два изотопа одного веще-

Петров Владимир Игоревич. Научный сотрудник, АО «Концерн «ЦНИИ «Электрон» (С.-Петербург).

Вершовский Антон Константинович. Доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, ФТИ им. А.Ф. Иоффе (С.-Петербург). ORCID 0000-0002-9740-1104.

ства, хотя возможно и использование разных веществ, например изотопов ксенона, криптона или гелия), характеризующихся разными величинами и (желательно) знаками гиромагнитных отношений γ_1 и γ_2 . Это позволяет за счет решения системы двух уравнений с двумя неизвестными определить и скорость вращения, и величину магнитного поля [5, 6]. Наиболее перспективной в настоящее время является схема, использующая ЯМР в двух изотопах ксенона; необходимая для наблюдения ЯМР ориентация ядерных магнитных моментов (накачка) осуществляется посредством спин-обмена с оптически ориентированными (поляризованными) атомами щелочного металла (ЩМ) [7–10]. Эти же атомы служат магниточувствительными элементами, детектирующими намагниченность ядер ксенона.

Как оказалось, поляризованные атомы ЩМ в ячейке играют и позитивную, и негативную роль. Поляризованные атомы ЩМ не только ускоряют релаксацию ядер ксенона, но и создают эффективное внутреннее атомное поле в ячейке [11, 12]. В 2013 г. при исследовании гипотетических слабых взаимодействий между нуклонами [13] было обнаружено, что соотношение между частотами ларморовской прецессии двух изотопов ксенона ^{129}Xe и ^{131}Xe , находящихся в одной ячейке и возбуждаемых спин-обменом с атомами присутствующего в той же ячейке щелочного металла, не сохраняется при изменении знака и степени поляризации ЩМ. Было приведено значение относительной разности $\delta B_a = 0,0017$ величин эффективного внутреннего поля B_a , созданного поляризованными атомами ЩМ, при измерении его ЯМР магнитометрами на изотопах ксенона ^{129}Xe и ^{131}Xe , которые используются в схеме датчика. Этот эффект был назван изотопическим сдвигом (ИС). Впоследствии было показано [14], что ИС является основным фактором, ухудшающим долговременные точностные характеристики балансных датчиков.

Данные, полученные в результате экспериментальных исследований и последующего численного моделирования [15–17], позволили разработать метод минимизации эффекта ИС и его частных производных. Для этого было предложено использовать компенсирующее внешнее магнитное поле, характеризующееся линейным пространственным градиентом. При этом были определены границы применимости метода: удовлетворительная степень подавления ИС внешним магнитным полем достигается в ячейках, линейный размер которых составляет 5 мм и более. Ячейкам меньших размеров присущи высокие нелинейные неоднородности внутренних полей, и для подавления ИС в них требуются поля с градиентами более высоких, нежели линейные, порядков.

В настоящей работе предложен метод подавления эффекта ИС в газовых ячейках малых (<5 мм) линейных размеров. Помимо подбора параметров газовой среды ячейки и управления ее температурой, метод подразумевает применение компенсирующего внешнего магнитного поля, которое характеризуется градиентами первого и второго порядков.

1. Численная модель

Экспериментальные исследования [15–16], в которых в качестве ЩМ использовался цезий (Cs), показали, что ИС для близких по коэффициенту Ферми-контактного сверхтонкого взаимодействия изотопов ^{129}Xe и ^{131}Xe не является постоянной величиной: при изменении температуры величина δB_a меняет не только значение, но

и знак. Нами было высказано и впоследствии доказано [16] предположение о том, что эффект ИС вызван поглощением света оптической накачки в оптически плотной среде. Такое поглощение приводит к неравномерности распределения по ячейке:

- 1) интенсивности света, осуществляющего оптическую накачку (поляризацию) ЩМ;
- 2) концентрации оптически накачанных (поляризованных) атомов ЩМ;
- 3) индукции внутреннего, т.е. созданного поляризованными атомами ЩМ, поля;
- 4) концентрации поляризованных столкновениями с атомами ЩМ изотопов ^{129}Xe и ^{131}Xe .

Поляризованные преимущественно у фронтальной поверхности рабочей ячейки (т.е. в области, где внутреннее поле максимально), атомы Xe диффундируют по объему ячейки, усредняя неоднородное внутреннее поле. Чем больше время жизни атома Xe в поляризованном состоянии, тем ближе значение внутреннего поля к среднему значению по ячейке. Ввиду этого величина ИС зависит от соотношения времен релаксации изотопов Xe ; его можно минимизировать выравниванием скоростей релаксации – при условии, что релаксация изотопов происходит в одних и тех же условиях [15].

Как было отмечено в [17], вклады, обусловленные объемной и пристеночной релаксацией, характеризуются разными температурными зависимостями, что дает возможность по отдельности определить их величины по экспериментальным данным. Данных, приведенных в [17], достаточно для того, чтобы разделить вклады объемной и пристеночной релаксации для обоих изотопов ксенона. Это, в свою очередь, позволяет дополнить численную модель, описанную в [16], расчетом зависимостей величин времен релаксации от температуры ячейки и суммарного давления газовой смеси P при сохранении состава газа. В нашем конкретном эксперименте давление P складывалось из парциальных давлений следующих газов: азота (P_{N_2}), нечетных изотопов ксенона (P_{iXe}) и содержащихся в естественном ксеноне четных изотопов ксенона, характеризующихся нулевым ядерным спином и потому выполняющих функцию буферного газа (P_{Buf}).

Структура, описывающая атомный ансамбль в численной модели, графически представлена на рис. 1. В направлении распространения света накачки ячейка делится на $j = 1 \dots N$ слоев, в каждом из которых вычисляется распределение поляризованных ядер для каждого из двух изотопов ксенона ($i = 1, 2$; 1 – ^{129}Xe , 2 – ^{131}Xe), их фаза прецессии φ_i на каждом n -м ($n = 1 \dots N_{max}$) шаге итерации. Время шага итерации определяется как средняя длительность прохождения одного слоя ячейки $\Delta t = \Delta z^2 / D_{iXe}$, где D_{iXe} – коэффициент диффузии ксенона в цезии. Модифицированная модель позволяет в одномерном приближении рассчитать зависимости ИС δB_a и скоростей релаксации Γ_i изотопов Xe от температуры ячейки T , ее линейного размера L , суммарного давления газовой смеси P и внешнего градиента dB_z/dz . В [17] приведены полученные с использованием данных [18–22] результаты расчета оптимальных температур и давлений для ячеек в диапазоне размеров от 1 до 20 мм. Оптимальной считалась температура, при которой обеспечивается фиксированная оптическая плотность ячейки [17, 23]. При уменьшении размера ячейки возрастает влияние пристеночной релаксации ^{131}Xe и ЩМ. Для ее минимизации следует повышать суммарное давление газовой смеси P , сохраняя среднее время диффузии составляющих смесь атомов к стенкам ячейки [21]. За оптимальное мы принимаем давление P_{opt} , обеспечивающее равенство скоростей релаксации обоих изотопов.

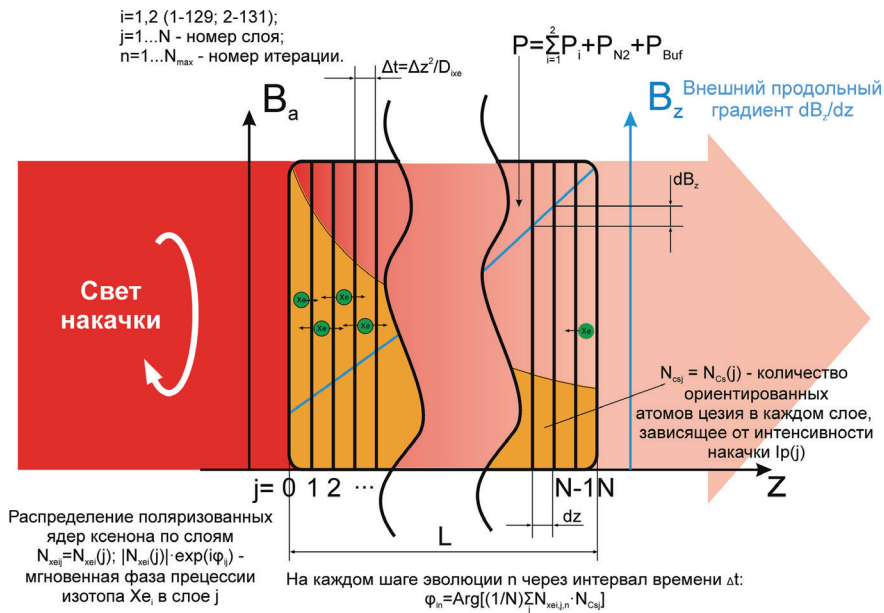


Рис. 1. Графическое представление приближений, принятых при численном моделировании процессов в ячейке балансного ЯМР датчика

Детальная теория релаксации поляризованных изотопов Xe [18–22] содержит нелинейные зависимости скоростей релаксации от концентрации отдельных газов. Наши расчеты эту нелинейность не учитывают, поскольку оценки [17] показывают, что обусловленная ею погрешность не превышает 10-15% при малых значениях давления газовой смеси и их относительных вариациях, не превышающих $-50/+20\%$. В [17] мы показали, что в относительно больших ячейках размером более 2 мм эффект ИС может быть полностью подавлен при использовании компенсирующих внешних магнитных полей, характеризующихся линейным градиентом вдоль направления распространения света накачки.

Вместе с тем рост влияния пристеночной релаксации ЩМ при уменьшении линейного размера ячейки приводит к увеличению нелинейности пространственного распределения созданного поляризованными атомами ЩМ внутреннего поля B_a , и в первую очередь – к росту квадратичной составляющей градиента поля B_a . По этой причине обнуление ИС в компактных ячейках (≤ 2 мм) требует применения внешних полей, характеризующихся градиентами более высоких порядков.

Далее приведены результаты моделирования влияния внешнего поля, характеризующегося градиентами первого и второго порядка: $B_z = K_2 \cdot z^2 + K_1 \cdot z$, где z – расстояние от центра ячейки.

Здесь следует еще раз оговориться, что мы рассматриваем одномерную модель (переход к двумерной осесимметричной или к трехмерной модели тривиален, но расчет по таким моделям потребовал бы существенно больших ресурсов). Мы отдаем себе отчет в том, что магнитное поле, обладающее градиентом вдоль одной пространственной оси, будет неизбежно характеризоваться градиентами и вдоль двух других осей. Тем не менее наши оценки показывают, что в силу осевой симметрии задачи влияние поперечных градиентов существенно подавлено по сравнению с влиянием продольного градиента, и в качественных расчетах ими можно пренебречь.

2. Реализация системы магнитных компенсирующих катушек

Внешние компенсирующие поля создаются системой тонких электромагнитных катушек. Система из двух соосных кольцевых катушек радиусом R , расположенных на расстоянии R друг от друга (т.н. система колец Гельмгольца), при пропускании одинаковых однонаправленных токов позволяет (при условии $L \ll R$) создать относительно однородное поле B_z в ячейке. При пропускании противоположных токов такая система создает поле, характеризующееся линейным градиентом dB_z/dz в центральной области (в ячейке). Добавляя еще одну соосную катушку на равном расстоянии от двух других, мы обеспечиваем возможность создания квадратичного градиента поля d^2B_z/dz^2 . Независимое управление токами трех катушек позволяет варьировать все три составляющие компенсирующего поля: B_z , dB_z/dz , d^2B_z/dz^2 .

Такая система катушек и создаваемые ею поля показаны на рис. 2. На рисунке представлено распределение компонент поля, создаваемых всей системой и отдельными катушками, а также разложение по составляющим степенного ряда суммарного поля внутри ячейки. На рис. 2, а представлены ячейка (1) и предлагаемая тройная система (А, Б, В). Внутри ячейки (1) показано примерное изображение области намагниченности атомной среды под действием накачки и пристеночной релаксации (2), характерное пространственное распределение внутреннего поля в ячейке (3) и магнитное поле кольцевой системы А, Б, В (4), обеспечивающее в первом приближении компенсацию первого и второго порядка пространственного градиента внутреннего поля. На рис. 2, б показан пример формирования нелинейного поля. Кольца А, Б и В создают в объеме ячейки и вокруг него суперпозицию (4) генерируемых ими полей (1, 2 и 3 соответственно), обеспечивая на объеме ячейки максимально близкое к требуемому компенсирующее поле (рис. 2, в), которое может быть представлено в виде первых составляющих степенного ряда: 1 – постоянное поле, 2 – линейный градиент, 3 – квадратичный градиент, 4 – суммарное поле.

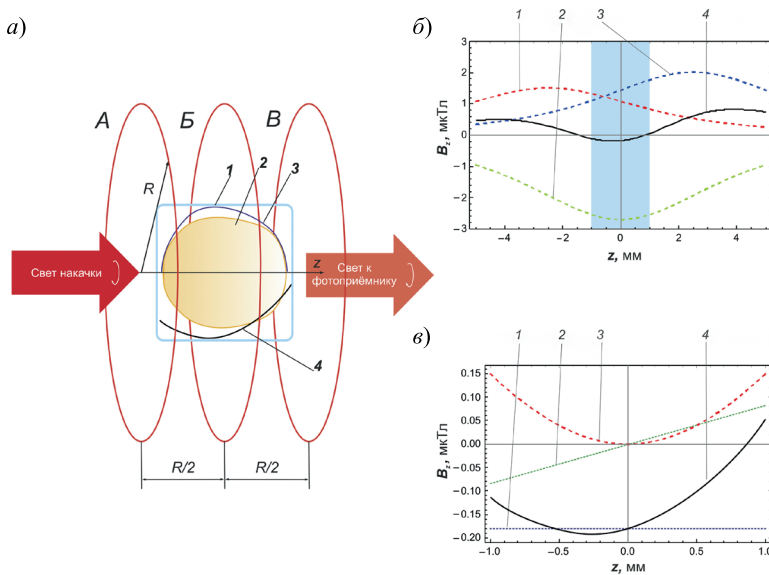


Рис. 2. Внутреннее и внешние поля в ячейке: а – газовая ячейка и система магнитных катушек, позволяющих создать градиент второго порядка; б – пример конфигурации полей, создаваемых отдельными катушками и системой трех катушек; в – созданное катушками магнитное поле в ячейке $L = 2$ мм и его разложение по градиентам нулевого–второго порядков

3. Результаты численного моделирования

Результаты численного моделирования для ячеек 2 мм приведены на рис. 3, а, б, в, для ячеек 5 мм – на рис. 3, г. Представление о зависимости параметра ИС от линейной компоненты градиента приложенного поля при различных значениях квадратичной компоненты градиента K_2 дает рис. 3, а (1: $K_2 = -100$ мкТл·см⁻²; 2: $K_2 = -70$ мкТл·см⁻²; 3: $K_2 = -50$ мкТл·см⁻²; 4: $K_2 = -20$ мкТл·см⁻²; 5: $K_2 = -10$ мкТл·см⁻²; 6: $K_2 = 0$ мкТл·см⁻²; 7: $K_2 = 10$ мкТл·см⁻²; 8: $K_2 = 20$ мкТл·см⁻²; 9: $K_2 = 50$ мкТл·см⁻²; 10: $K_2 = 100$ мкТл·см⁻²).

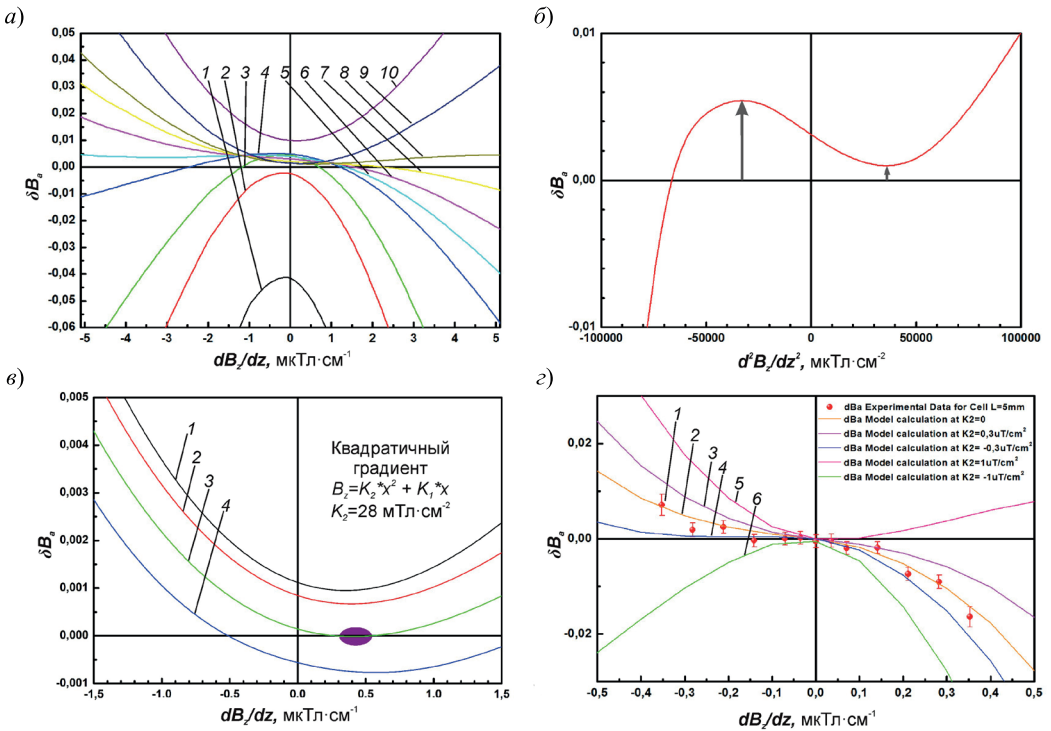


Рис. 3. Зависимости параметра ИС от приложенного градиента: а, б, в – для ячейки $L = 2$ мм, г – для ячейки $L = 5$ мм

Из рис. 3, а следует, что частная производная ИС по линейной компоненте градиента обнуляется в окрестности нулевого значения последней. На рис. 3, б показана зависимость ИС от крутизны квадратичного градиента при равной нулю линейной компоненте градиента. На ней можно выделить две области (обозначены стрелками), характеризующиеся близкой к нулю производной по квадратичной компоненте градиента, причем область 2 (справа) соответствует малым абсолютным значениям ИС.

Как показано в [17], абсолютная величина ИС в небольших пределах может быть без существенного ухудшения параметров системы скорректирована вариацией температуры в окрестности T_{opt} .

В результате применения этого метода к точке, выбранной в окрестности области 2 (квадратичный градиент $K_2 = 28$ мТл·см⁻²), получаем семейство зависимостей, представленное на рис. 3, в. Показаны зависимости параметра ИС от приложенного линейного градиента при 1: $T = T_{opt}$, 2: $T = T_{opt} + 2^\circ\text{C}$, 3: $T = T_{opt} + 4^\circ\text{C}$, 4: $T = T_{opt} + 6^\circ\text{C}$. Овалом выделена область, в которой одновременно обнулены ИС и частные производные

ИС по линейной и квадратичной компоненте градиента внешнего магнитного поля. Обнуление (компенсация) ИС означает обнуление в первом порядке температурной зависимости показаний датчика вращения. Во втором же порядке малости эта зависимость остается вследствие зависимости абсолютной величины ИС от температуры, которая преимущественно выражается в смещении кривых (рис. 3, в) относительно вертикальной оси. Максимальное значение частной производной параметра ИС по температуре составляет $4,5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. Применяв методику, изложенную в [17], в предположении о стабилизации температуры на уровне 10^{-2} K получаем, что в режиме компенсации обусловленная эффектом ИС нестабильность нуля балансного КДВ с ячейкой 2 мм не превышает $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ/\text{час}/\text{мК}$. Полученное значение нестабильности оказывается почти в 700 раз меньше, чем в системе без компенсации: тот же параметр для КДВ без компенсации составляет приблизительно $0,17 \text{ }^\circ/\text{час}/\text{мК}$. На рис. 3, г (зависимость от линейного градиента в диапазоне значений квадратичной компоненты градиента K_2 для ячейки 5 мм 1: экспериментальные данные при $K_2 = 0$; 2: модельный расчет для $K_2 = 0$; 3: модельный расчет для $K_2 = 0,3 \text{ мкТл}\cdot\text{см}^{-2}$; 4: модельный расчет для $K_2 = -0,3 \text{ мкТл}\cdot\text{см}^{-2}$; 5: модельный расчет для $K_2 = 1 \text{ мкТл}\cdot\text{см}^{-2}$; 6: модельный расчет для $K_2 = -1 \text{ мкТл}\cdot\text{см}^{-2}$) продемонстрирована связь нашей расчетной модели с экспериментом. Значения параметра ИС для пятимиллиметровой ячейки при нулевом квадратичном градиенте хорошо соотносятся с экспериментальными данными, что служит залогом справедливости модели и сделанных выводов. Расчетные кривые ненулевых квадратичных градиентов показывают их сходное влияние на параметр ИС (рис. 3, а и г) как для ячейки 5 мм, так и для ячейки 2 мм. Это позволяет применять предложенный нами метод подавления ИС для ячеек разных размеров.

Релаксация ЦМ на стенках ячейки способна порождать градиенты третьего и более высоких порядков, и дальнейшее увеличение точности предложенной модели требует их учета. В результате пристеночной релаксации внутреннее поле в пристеночных зонах обнуляется независимо от ориентации стенки, следовательно, в случае изначально симметричного распределения поля вклад релаксации описывается исключительно четными членами разложения в ряд Тейлора. В связи с этим в компактных ячейках, в которых созданный оптической накачкой линейный градиент внутреннего поля мал по сравнению с градиентами, вносимыми релаксацией, нечетные члены третьего и более высоких порядков можно не учитывать. Учет четных членов четвертого и более высоких порядков в принципе возможен, но их компенсация потребовала бы чрезмерного усложнения системы магнитных катушек.

Выводы

Предложен метод подавления изотопического сдвига посредством создания внешнего магнитного поля, характеризующегося квадратичным градиентом вдоль оси симметрии системы. Приведены оценки, полученные методом численного моделирования. Показано, что в компактных ячейках длиной 2-5 мм предложенный метод при подборе температуры ячейки в окрестности ее оптимального значения позволяет независимо варьировать и обнулять как абсолютную величину сдвига, так и ее частные производные по параметрам приложенного внешнего поля. Единственным параметром, влияющим на величину изотопического сдвига, остается температура ячейки, но ее влияние на точность датчика оказывается снижено на два-три порядка.

Приведен пример оценочного расчета сдвига в ячейке длиной 2 мм, содержащей атомы цезия и смесь азота с естественным ксеноном: показано, что использование предложенного метода позволяет снизить нестабильность нуля почти в 700 раз и тем самым преодолеть основное препятствие на пути повышения точности квантового датчика вращения на эффекте ядерного магнитного резонанса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bloch, F., Hansen, W.W., Packard, M., Nuclear Induction, *Phys. Rev.*, 1946, 69, pp. 127–128.
2. Purcell, E.M., Torrey, H.C., Pound, R. V., Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid, *Phys. Rev.*, 1946, 69, pp. 37–38.
3. Kanegsberg, E., A Nuclear Magnetic Resonance (NMR) Gyro with optical magnetometer detection, SPIE, 1978, vol. 157, no. Laser Inertial Rotation Sensors, pp. 73–80.
4. Вершовский А.К., Литманович Ю.А., Пазгалёв А.С., Пешехонов В.Г. Гироскоп на ядерном магнитном резонансе: предельные характеристики // Гироскопия и навигация. 2018. Т.26. №1 (100). С. 55–80. DOI 10.17285/0869-7035.2018.26.1.055-080.
5. Bell, W.E., Bloom, A.L., Optical Detection of Magnetic Resonance in Alkali Metal Vapor, *Phys. Rev.*, 1957, vol. 107, no. 6, pp. 1559–1565.
6. Pat. 4157495 United States, Int. Cl. G01C 19/58 (20060101); G01C 19/62 (20060101); G01R 33/24 (20060101); G01R 33/24 (20060101); G01R 033/08. Nuclear magnetic resonance gyro / Grover; Bruce C. (Thousand Oaks, CA), Kanegsberg; Edward (Pacific Palisades, CA), Mark; John G. (Pasadena, CA), Meyer; Roger L. (Canoga Park, CA); Assignee Litton Systems, Inc. (Woodland Hills, CA). Appl. No.: 05/842,368; Filed: October 14, 1977; Pub. June 5, 1979.
7. Herman, R. M., Theory of Spin Exchange between Optically Pumped Rubidium and Foreign Gas Nuclei, *Phys. Rev.*, 1965, vol. 137, no. 4A, pp. A1062–A1065.
8. Grover, B.C., Noble-Gas NMR Detection through Noble-Gas-Rubidium Hyperfine Contact Interaction, *PRL*, 1978, vol.40, no.6, pp. 391–392.
9. Баранцев К.А., Попов Е.Н., Литвинов А.Н. Теоретическое моделирование сигнала в схеме гироскопа на атомном спине с оптическим детектированием // Квантовая электроника. 2019. Т. 49. №2. С. 169.
10. Попов Е.Н., Баранцев К.А., Ушаков Н.А., Литвинов А.Н., Люкумович Л.Б., Шевченко А.Н., Скляров Ф.В., Медведев А.В. Характер сигнала оптической схемы квантового датчика вращения на основе ядерного магнитного резонанса // Гироскопия и навигация. 2018. Т. 26. №1 (100). С. 93–106. DOI 10.17285/0869-7035.2018.26.1.093-106.
11. Shaefer, S.R., Cates, G.D., Chien Ting-Ray, Gonatas, D., Happer, W., and Walker, T.G., 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*, 1989, vol. 39, no. 11, pp. 5613–5623.
12. Sheng, D., Kabcenell, A., and Romalis, M.V., New Classes of Systematic Effects in Gas Spin Comagnetometers, *PRL*, 2014, vol. 113, pp. 163002.
13. Bulatowicz, M., Griffith, R., Larsen, M., Mirijanian, J., Fu, C. B., Smith, E., Snow, W.M., Yan, H., and Walker, T.G., 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, *PRL*, 2013, vol. 111, pp.102001.
14. Walker, T., Larsen, M., Chapter eight – Spin-exchange-pumped NMR gyros, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 2016, vol. 65, pp. 373–401.
15. Вершовский А.К., Пазгалёв А.С., Петров В.И. Природа эффекта рассогласования частот прецессии ядер ^{129}Xe и ^{131}Xe при спин-обменной накачке атомами щелочного металла // Журнал технической физики. 2018. Т. 44. №7. С. 88.
16. Petrov, V.I., Pазgalev, A.S., Vershovskii, A.K., Isotope Shift of Nuclear Magnetic Resonances in ^{129}Xe and ^{131}Xe Caused by Spin-Exchange Pumping by Alkali Metal Atoms, *IEEE Sensors Journal*, 2020, vol. 20, no. 2, pp. 760–766.
17. Вершовский А.К., Петров В.И. Моделирование размерных зависимостей изотопического сдвига ЯМР в ксеноне // Гироскопия и навигация. 2020. Т.28. №2 (109). С. 11–24. DOI 10.17285/0869-7035.0030.
18. Happer, W. et al., Polarization of the nuclear spins of noble-gas atoms by spin exchange with optically pumped alkali-metal atoms, *Phys. Rev. A*, 1984, vol. 29, no. 6, pp. 3092–3110.

19. **Zeng, X. et al.**, 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*, 1985, vol. 31, no. 1, pp. 260–278.
20. **Hsu, J., Wu, Z., Happer, W.**, Cs induced ^{129}Xe nuclear spin relaxation in N₂ and He buffer gases, *Physics Letters A*, 1985, vol. 112, no. 3., pp. 141–145.
21. **Wu, Z. et al.**, Coherent interactions of the polarized nuclear spins of gaseous atoms with the container walls, *Phys. Rev. A*, 1988, vol. 37, no. 4, pp. 1161–1175.
22. **Wu, Z. et al.**, Experimental studies of wall interactions of adsorbed spin-polarized ^{131}Xe nuclei, *Phys. Rev. A*, 1990, vol. 42, no. 5, pp. 2774–2784.
23. **Вершовский А.К., Пазгалёв А.С.** Оптимизация фактора качества магнитного Мх-резонанса в условиях оптической накачки // Журнал технической физики. 2008. №5. С. 116–124.

Petrov, V.I. (Concern CSRI Elektropribor, St. Petersburg, Russia), **Vershovskii, A.K.** (Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia)

The Isotope Shift Suppression in NMR-based Balanced Quantum Rotation Sensor, *Giroskopiya i Navigatsiya*, 2022, vol. 30, no. 2 (117), pp. 34–42.

Abstract. Designing a compact balanced quantum rotation sensor (gyroscope) based on nuclear magnetic resonance in xenon is one of the most urgent and promising tasks in modern metrology. The ultimate accuracy of the sensor is mostly constrained by the isotope shift conditioned by the difference in relaxation rates of two xenon isotopes under spatially nonuniform spin-exchange pumping of nuclear magnetic moments. The proposed method for suppressing the isotope shift and its partial derivatives is based on creating the external magnetic field with nonlinear spatial gradient. The simulation results based on experimental data demonstrate that the method can be applied to small gas cells with higher spatial nonlinearity of pumping parameters.

Key words: nuclear magnetic resonance, precession of nuclear moment, isotope shift, bias instability.

Материал поступил 04.04.2022