

УДК 621.398.694.4  
DOI 10.17285/0869-7035.2016.24.4.003-013

Е. Н. ПОПОВ, К. А. БАРАНЦЕВ, А. Н. ЛИТВИНОВ, А. С. КУРАПЦЕВ,  
С. П. ВОСКОБОЙНИКОВ, С. М. УСТИНОВ, Н. В. ЛАРИОНОВ, Л. Б. ЛИОКУМОВИЧ,  
Н. А. УШАКОВ, А. Н. ШЕВЧЕНКО

## ЧАСТОТНАЯ ЛИНИЯ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В КВАНТОВОМ ДАТЧИКЕ ВРАЩЕНИЯ: НЕГАТИВНОЕ ВЛИЯНИЕ СХЕМЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ

*Рассматривается искажение контура линии ядерного магнитного резонанса благородного газа в квантовом датчике вращения, которое вызвано обратной связью в ячейке при детектировании ядерной намагниченности. Схема детектирования основана на эффекте Фарадея при продольном электронном парамагнитном резонансе в парах щелочного металла.*

**Ключевые слова:** ядерный магнитный резонанс, детектирование, ядерная намагниченность, спин.

### Введение

Активное исследование свойств ядерного спина началось в середине XX века после открытия ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [1–3], за которое в 1944 году была вручена Нобелевская премия по физике. С тех пор в области ядерного магнитного резонанса выделилось несколько независимых направлений, которые дали толчок развитию различного рода приложений, основанных

---

**Попов** Евгений Николаевич. Кандидат физико-математических наук, старший преподаватель Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (СПбПУ).

**Баранцев** Константин Анатольевич. Аспирант, ассистент СПбПУ.

**Литвинов** Андрей Николаевич. Кандидат физико-математических наук, доцент СПбПУ.

**Курапцев** Алексей Сергеевич. Аспирант, ассистент СПбПУ.

**Воскобойников** Сергей Петрович. Кандидат физико-математических наук, доцент СПбПУ/

**Устинов** Сергей Михайлович. Доктор технических наук, профессор СПбПУ.

**Ларионов** Николай Владимирович. Кандидат физико-математических наук, доцент СПбПУ.

**Лиюкумович** Леонид Борисович. Доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой СПбПУ.

**Ушаков** Николай Владимирович. Кандидат физико-математических наук, доцент СПбПУ.

**Шевченко** Александр Николаевич. Заместитель начальника лаборатории АО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор» (С.-Петербург).

на использовании спина ядра. Ядерный магнитный резонанс приобрел популярность в медицине и химии как эффективный метод спектроскопии органических тканей [4]. В прикладной физике новое явление получило применение при создании спиновых генераторов [5], квантовых датчиков вращения [6] и магнитометров [7]. Для теоретической физики спин атомного ядра и ядерная намагниченность представляют не меньший интерес. Существование отличного от нуля ядерного спина приводит к сверхтонкому расщеплению энергетических уровней атомов. Благодаря неоднородной релаксации, связанной с расфазировкой спиновых состояний ядер во внешнем магнитном поле наблюдается явление спинового эха [8], открытие которого сыграло важную роль в развитии физической теории релаксации ядерного спина.

Макроскопическая ядерная намагниченность в атомном ансамбле является результатом скоррелированности спиновых состояний ядер с отличным от нуля угловым моментом. Благодаря свойству углового момента сохранять свое направление спиновое состояние ядер не изменяется при повороте системы координат и среда с долгоживущей ядерной намагниченностью может быть использована в качестве чувствительного элемента для датчика вращения или как инструмент инерциальной навигации [9–13].

Ядерная намагниченность может обладать существенно различающимися макроскопическими свойствами в зависимости от вещества, в котором она наведена. Так, например, релаксация в полупроводниках и металлах имеет совсем другую природу, чем в газах. В плотно упакованных средах существенно большую роль играют межъядерные взаимодействия, которые приводят к сдвигам и искажению контура линии магнитного резонанса. В связи с этим большой интерес для многих практических приложений представляют смеси инертных газов, обладающие искусственной ядерной намагниченностью. Отличительной особенностью намагниченных благородных газов являются большие времена жизни и устойчивость спиновой поляризации ядер от внешних воздействий. Причиной является то, что спиновое состояние ядра защищено полностью заполненной электронной оболочкой, а магнитно-дипольное взаимодействие между спинами ядер сталкивающихся атомов слабое из-за разреженности среды. Однако эти преимущества благородных газов приводят к техническим сложностям при реализации схемы накачки: химическая инертность и заполненная внешняя электронная оболочка не позволяют накачивать спиновую поляризацию напрямую через оптический переход, как это было реализовано в парах ртути [14].

Теоретические работы по оптической накачке ядерной намагниченности начали развиваться со второй половины XX века, когда были окончательно сформированы полуклассическая теория взаимодействия светового излучения с активной средой и линейная теория оптических резонансов [15–20]. Для накачки ядерной намагниченности смеси благородных газов было предложено использовать пар щелочного металла, который эффективно взаимодействовал с внешним световым излучением круговой поляризации и приобретал макроскопическую спиновую поляризацию. Далее за счет столкновений и магнитно-дипольного взаимодействия между оптически активными атомами щелочного металла и атомами благородного газа в ячейке спиновая поляризация электронов передавалась ядрам благородного газа, создавая в среде ядерную намагниченность [21–24].

Несмотря на быстрое развитие теории задача создания миниатюрного датчика вращения на основе ядерной намагниченности благородного газа оставалась долгое время неразрешимой ввиду отсутствия миниатюрных источников света с резонансной частотой и узкой спектральной линией. Тема получила новый виток развития после появления в 1988 году поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным резонатором (VCSEL), работавших при высоких температурах, которые при малых габаритах обладали лучшими характеристиками генерируемого излучения, чем ламповые источники. За последние 15 лет был предложен целый ряд новых схем квантовых датчиков вращения и магнитометров [25, 26]. Наибольшего успеха удалось достичь фирме Northrop Grumman в США, представившей рабочий прототип квантового датчика вращения на основе ЯМР благородных газов [27, 28].

Данная работа посвящена качественному исследованию негативного влияния схемы детектирования ядерной намагниченности благородного газа через атомы щелочного металла на контур линии ядерного магнитного резонанса благородного газа с отличным от нуля угловым моментом ядра. Разработанный в работе математический аппарат не привязан к конкретному благородному газу и щелочному металлу. Однако следует отметить, что в реализованном на практике квантовом датчике вращения [27] использовалась смесь, состоящая из двух изотопов  $^{131,129}\text{Xe}$  и атомов  $^{87}\text{Rb}$  в присутствии буферного инертного газа  $\text{N}_2$ , который служит катализатором при спин-обменном взаимодействии между рубидием и ксеноном.

### Базовый принцип работы квантового датчика вращения

В простейшей модели работа квантового датчика вращения основана на вращении ядерных спинов двух разных изотопов благородного газа во внешнем магнитном поле. Формулы частот прецессии в системе отсчета датчика имеют вид:

$$\omega_1 = \gamma_1 B_0 + \Omega; \quad (1)$$

$$\omega_2 = \gamma_2 B_0 + \Omega, \quad (2)$$

где  $\gamma_\alpha$  – гиромагнитное отношение  $\alpha$  изотопа благородного газа,  $B_0$  – внешнее магнитное поле,  $\Omega$  – скорость механического вращения вокруг оси, вдоль которой направлено магнитное поле. Благодаря тому, что гиромагнитные отношения ядер для большинства изотопов известны с высокой точностью, можно измерить частоты прецессии и, исключив магнитное поле из системы (1)–(2), определить скорость механического вращения. Однако линии ЯМР благородных газов часто оказываются сдвинуты и имеют сложную форму, поэтому использование упрощенной системы (1)–(2) не всегда оправдано.

Одна из причин искажения линии ядерного резонанса – это влияние схемы детектирования на основе продольного электронного парамагнитного резонанса, о котором далее пойдет речь. Ввиду далеких друг от друга частот прецессии в одном и том же магнитном поле ЯМР каждого из изотопов происходит независимо. Поэтому далее в работе речь пойдет только об одном из изотопов в предположении, что аппарат справедлив для каждого в отдельности.

### Динамика ядерной намагниченности благородного газа в ячейке

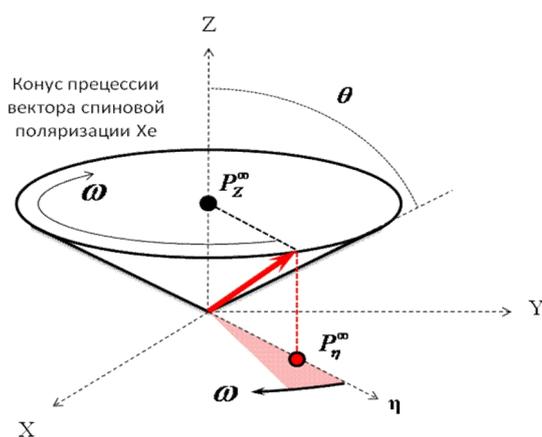


Рис. 1. Схема установившегося движения вектора поляризации благородного газа (Хе) в газовой ячейке. Красная стрелка – вектор поляризации благородного газа,  $\eta$  – выделенная ось вращающейся системы координат,  $\omega$  – угловая скорость прецессии,  $P_Z^\infty$  – проекция вектора поляризации на ось Z (продольная компонента),  $P_\eta^\infty$  – длина его проекции на плоскость XY (поперечная компонента)

поля обозначим  $\theta$ .

Вектор поляризации  $\vec{P}_\alpha(t)$  определен соотношением

$$\vec{P}(t) = \frac{\vec{M}(t)}{M_{\max}}, \quad (3)$$

где  $\vec{M}(t)$  – макроскопический магнитный момент единицы объема (намагниченность), создаваемый ядрами ксенона, а  $M_{\max}$  – максимально возможная намагниченность, при которой все магнитные моменты ядер благородного газа параллельны.

Будем считать, что система находится близко к условиям, когда поперечная компонента вектора поляризации  $\vec{P}$  близка к своему максимально возможному значению. Для этого необходимо, чтобы амплитуда поперечного магнитного поля, вызывающего ЯМР, была равна отношению скорости релаксации спиновой поляризации к гиромагнитному отношению.

Для описания эволюции спиновой поляризации благородного газа воспользуемся математическим аппаратом на основе уравнений Блоха. Уравнение динамики при учете процессов релаксации и накачки через спин-обменное взаимодействие с атомами щелочного металла примет следующий вид [26]:

$$\frac{d\vec{P}(t)}{dt} = \gamma [\vec{P}(t) \times \vec{B}(t)] + \mathfrak{I} \{ \vec{P}(t), \vec{P}_E(t) \}. \quad (4)$$

Прежде чем перейти к математической модели, качественно опишем ожидаемое установившееся движение вектора поляризации ядерного спина благородного газа в магнитном поле. Магнитный момент ядра совершает прецессионное движение вокруг внешнего магнитного поля  $B_0$ , причем скорость прецессии не зависит от угла между магнитным моментом и вектором магнитного поля.

В установившемся движении, когда система приходит в динамическое равновесие, вектор поляризации описывает конус, как показано на рис. 1. Наклон вектора поляризации относительно оси прецессии определяется индукцией поперечного радиополя, вызывающего ЯМР. Угол между образующей этого конуса и вектором магнитного

Здесь  $\mathfrak{S}$  – оператор преобразования вектора поляризации под действием процессов релаксации и спин-обменного взаимодействия,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение ядра,  $\vec{B}(t)$  – вектор магнитного поля в газовой ячейке.  $\vec{P}_E(t)$  – вектор поляризации электронов щелочного металла.

Индукцию магнитного поля  $\vec{B}(t)$  удобно представить в виде суммы трех компонент: постоянного продольного магнитного поля  $B_0$ , переменного поперечного магнитного поля  $B_N$ , вызывающего ЯМР и поля ядерной намагниченности, которое зависит от состояния газовой смеси:

$$\vec{B}(t) = B_0 \vec{e}_z + B_N \vec{l}_x \sin(\omega t + \phi) + \mu_0 M_{\max} \vec{P}(t) . \quad (5)$$

В формуле (5)

$$\omega = (1 + \alpha) \gamma B_0, \quad (6)$$

$\vec{e}_z$  – единичный вектор, направленный вдоль оси  $z$ ;  $\vec{l}_x$  – единичный вектор поляризации радиополя в плоскости  $XY$ , который принят линейным;  $\phi$  – начальная фаза радио-поля;  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $\alpha$  – сдвиг частоты вынуждающего поля относительно ларморовской частоты.

### Электрон-ядерная обратная связь в схеме детектирования ядерной намагниченности благородного газа

В квантовом датчике вращения [27], работающем на основе ЯМР, направление ядерной намагниченности благородного газа регистрируется с помощью щелочного металла, спин электронов которого быстро прецессирует вокруг суммарного магнитного поля, состоящего из постоянного продольного магнитного поля и поперечного магнитного поля, образованного ядерной намагниченностью и радиополем ЯМР. С использованием продольного электронного парамагнитного резонанса появляется поперечная компонента электронного спина, которая не равна нулю при усреднении по периоду его прецессии. Причем направление этой поперечной ненулевой компоненты электронного спина в плоскости изменяется вслед за направлением ядерной намагниченности благородного газа смеси. Таким образом, эта поперечная компонента изменяется по гармоническому закону вместе с прецессией ядерного спина благородного газа и формирует периодическую накачку этого же ядерного спина. Таким образом, образуется электрон-ядерная обратная связь, показанная на рис. 2.

Не прибегая к решению самосогласованной системы уравнений, можно учесть влияние этого явления с помощью определения вектора усредненной по периоду прецессии электронной поляризации щелочного металла как известной функции времени. Выбор этой функции обусловлен физической природой схемы детектирования, которая свидетельствует о том, что поперечная компонента электронного спина, усредненная по периоду прецессии, изменяется по гармоническому закону:

$$\vec{P}_E(t) = p_z \vec{e}_z + p_x \vec{e}_x \cos(\omega t + f), \quad (7)$$

где  $p_z$  – продольная компонента вектора электронной поляризации, поддерживаемая лазерным излучением,  $p_x$  – амплитуда поперечной компоненты, фор-

мирующей рассматриваемую обратную связь,  $w$  и  $f$  – частота и начальная фаза гармонической функции электронной поляризации. Подставив формулу (7) в уравнение динамики (4), получим математическую модель, близкую к реальной физической модели.

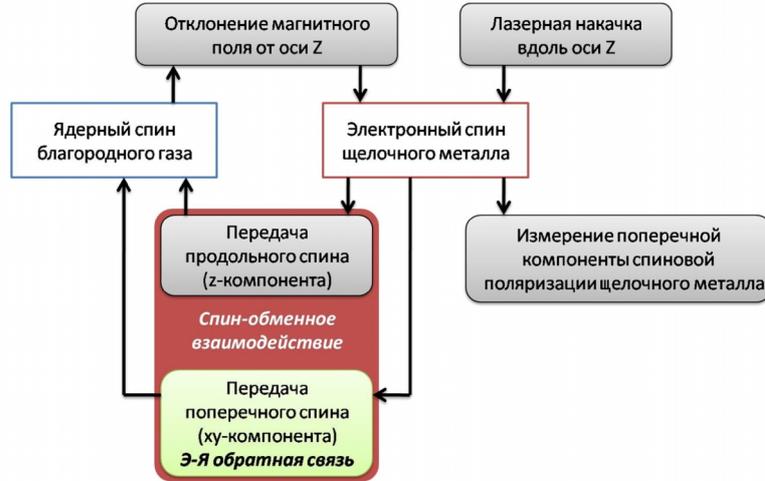


Рис. 2. Блок-схема физической модели газовой смеси. Незакрашенные прямоугольники обозначают газовые фазы в ячейке, серые прямоугольники – происходящие процессы. Прямоугольник зеленого цвета обозначает процесс, формирующий электронно-ядерную обратную связь. Красный прямоугольник символизирует физический процесс, вызывающий электронно-ядерную обратную связь

### Аналитическое объяснение негативной роли схемы детектирования на контур линии ЯМР благородного газа

Рассмотрим упрощенную модель динамики вектора поляризации  $\vec{P}(t)$  благородного газа в ячейке. Пусть радио-поле имеет только одну гармонику, вызывающую ЯМР. Для удобства решения перейдем к безразмерному времени  $\tau = \gamma B_0 t$ . Его величина соответствует углу поворота вектора ядерной намагниченности вокруг продольного магнитного поля во время прецессии. Одновременно со временем введем некоторые безразмерные параметры системы, которые приведены ниже:

$$\beta_x(\tau) = \beta \sin(\tau + \alpha\tau + \phi), \quad \beta_y = 0, \quad \beta_z = 1, \quad (8)$$

$$\beta = \frac{B_N}{B_0}, \quad g = \frac{\Gamma}{\gamma B_0}, \quad s = \frac{\Gamma^{SE}}{\gamma B_0}, \quad (9)$$

где  $\Gamma$  – скорость релаксации поляризации ядерного спина,  $\Gamma^{SE}$  – скорость передачи спина от электронов щелочного металла ядрам благородного газа через спин-обменное взаимодействие.

Тогда уравнения динамики (4) может быть записано в виде

$$\frac{d\vec{P}(\tau)}{d\tau} = [\vec{P}(\tau) \times \vec{\beta}(\tau)] - g\vec{P}(\tau) + s\vec{P}_E(\tau). \quad (10)$$

Распишем параметр радио-поля и вектор электронного спина:

$$\vec{\beta}(\tau) = \bar{e}_Z + \beta \sin(\tau + \alpha\tau) \bar{e}_X \quad \vec{P}_E(\tau) = P_{EZ} \bar{e}_Z + P_{EX} \sin(\tau + \alpha\tau + \varphi) \bar{e}_X. \quad (11)$$

где  $\varphi$  – фазовый параметр электронной поляризации щелочного металла, определенный как сдвиг фазы  $f$  в формуле (7) относительно фазы радио поля  $\varphi$ . Для аналитического решения уравнения (10) был сделан переход к новым компонентам вектора поляризации  $Q_X, Q_Y, Q_Z$ , которые вращаются вокруг оси  $Z$  с угловой скоростью, равной скорости ларморовской прецессии:

$$P_X = Q_X \cos(\tau + \alpha\tau) + Q_Y \sin(\tau + \alpha\tau), \quad (12)$$

$$P_Y = -Q_X \sin(\tau + \alpha\tau) + Q_Y \cos(\tau + \alpha\tau), \quad (13)$$

$$P_Z = Q_Z' \quad (14)$$

После отбрасывания слагаемых, содержащих гармонические функции с удвоенной частотой прецессии, уравнение (10) в новом базисе приняло вид:

$$\frac{d\vec{Q}(\tau)}{d\tau} = \hat{A}\vec{Q}(\tau) + \vec{B}; \quad (15)$$

$$\vec{Q}(\tau) = \begin{pmatrix} Q_X(\tau) \\ Q_Y(\tau) \\ Q_Z(\tau) \end{pmatrix}, \quad \hat{A} = \begin{pmatrix} -g & -\alpha & -\chi \\ \alpha & -g & 0 \\ \chi & 0 & -g \end{pmatrix}, \quad \vec{B} = \begin{pmatrix} (sP_{EX}/2) \sin \varphi \\ (sP_{EX}/2) \cos \varphi \\ sP_{EZ} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

где для удобства использовано равенство  $\chi = \beta/2$ . В силу постоянства во времени матрицы  $\hat{A}$  и вектора  $\vec{B}$  уравнение (15) в стационарном случае  $d\vec{Q}^s(\tau)/d\tau = 0$  представляет собой систему алгебраических уравнений. Ее решение задается выражениями (17)–(21), где  $\vec{Q}_1^s$  определяется радио-полем, а  $\vec{Q}_2^s$  – электрон-ядерной обратной связью:

$$\vec{Q}^s = \vec{Q}_1^s + \vec{Q}_2^s = -\hat{A}^{-1}\vec{B}; \quad (17)$$

$$Q_{1,X}^s = -\frac{\chi}{\Lambda} sP_{EZ}, \quad Q_{1,Y}^s = \frac{\alpha\chi}{g\Lambda} sP_{EZ}, \quad Q_{1,Z}^s = \frac{\alpha^2 + g^2}{g\Lambda} sP_{EZ}; \quad (18)$$

$$Q_{2,X}^s = \frac{g \sin(\varphi) - \alpha \cos(\varphi)}{\Lambda} \cdot (sP_{EX}/2); \quad (19)$$

$$Q_{2,Y}^s = \frac{(g^2 + \chi^2) \cos(\varphi) + g\alpha \sin(\varphi)}{g\Lambda} \cdot (sP_{EX}/2); \quad (20)$$

$$Q_{2,Z}^s = \frac{\chi \cdot (g \sin(\varphi) - \alpha \cos(\varphi))}{g\Lambda} \cdot (sP_{EX}/2), \quad (21)$$

где  $\Lambda = \alpha^2 + g^2 + \chi^2$ .

Проанализируем формулы (17-21). В отсутствие обратной связи  $P_{EX} = 0$  поперечная компонента вектора поляризации  $Q_{1,X}^s$  достигает экстремума при выполнении равенства  $\chi^2 = g^2 + \alpha^2$ . Подставив  $g = \chi$  и  $\alpha = 0$  в выражение для компоненты  $Q_{1,Z}^s$ , убедимся, что в этом случае  $Q_X^s = Q_Z^s$ . Сдвиг фазы  $\delta\varphi$  пре-

цессии в случае точного резонанса  $\alpha = 0$  спиновой поляризации благородного газа может быть определен через компоненты  $Q_X$ ,  $Q_Y$ ,  $Q_Z$  выражением (22):

$$\operatorname{tg}(\delta\varphi) = \frac{Q_{2,Y}^s}{Q_{1,X}^s + Q_{2,X}^s}. \quad (22)$$

Полагая фазовый сдвиг  $\delta\varphi$  малым, а также  $Q_{1,X}^s$  намного больше  $Q_{2,X}^s$ , можем привести уравнение (22) к виду:

$$\delta\varphi = -C \cos(\varphi), \quad C = \frac{\chi^2 + g^2}{2g\chi} \frac{P_{EX}}{P_{EZ}}. \quad (23)$$

Далее качественно опишем влияние электрон-ядерной обратной связи на конус вектора поляризации при амплитуде радио-поля, равной амплитуде перехода. Считая  $g = \chi$ , перепишем выражения для  $Q_X^s$  и  $Q_Z^s$  в упрощенном виде:

$$Q_X^s = -\frac{sP_{EZ}}{2g} \left( 1 - \frac{P_{EX}}{2P_{EZ}} \sin(\varphi) \right), \quad Q_Z^s = \frac{sP_{EZ}}{2g} \left( 1 + \frac{P_{EX}}{2P_{EZ}} \sin(\varphi) \right). \quad (24)$$

Учитывая, что  $Q_X^s$  и  $Q_Z^s$  – это поперечная и продольная компоненты вектора поляризации в установившемся движении, можно считать что угол наклона вектора поляризации относительно оси  $Z$  зависит от фазового параметра  $\varphi$  электронной поляризации щелочного металла и эффект появившейся обратной связи должен учитываться при моделировании схемы устройства.

Формулы (17)–(21) позволяют построить зависимость длины вектора поляризации  $\vec{Q}^s$  в установившемся движении от отстройки  $\alpha$ . Эта зависимость определяет форму линии ядерного магнитного резонанса. Формулы (17)–(21) имеют сложный аналитический вид и не подходят для качественного анализа. Для широкого набора параметров имеет место псевдорезонанс, сдвиги линии ядерного магнитного резонанса, появление двух линий одновременно и другие искажения. В базовых формулах (1)–(2) присутствуют частоты прецессии, в реальном квантовом датчике вращения их измерение будет вестись с помощью анализа формы линии ядерного магнитного резонанса, поэтому учет электрон-ядерной обратной связи необходим для достижения высокой точности устройства.

### **Заключение**

В статье построена математическая модель динамики вектора поляризации благородного газа в магнитном поле, ядерный спин которого накачивается лазерным излучением через атомы щелочного металла в условиях спин-обменного взаимодействия. Исследовано негативное влияние схемы детектирования на динамику ядерного спина. Проведен математический анализ динамики ядерного спина, когда поперечная компонента вектора электронной поляризации щелочного металла зависит от времени по гармоническому закону. Найдена зависимость фазы прецессионного движения спиновой поляризации ядер благородного газа от фазового параметра электронного спина щелочного металла  $\varphi$  и величины его поляризации, которая может привести к увеличению дрейфа квантового датчика вращения на рассматриваемой схеме. Также продемонстрировано изменение угла наклона вектора спиновой поляризации благородного газа относительно оси  $Z$  под действием поперечной компоненты поляризации

щелочного металла, возникающей при детектировании. Получен явный аналитический вид компонент ядерной спиновой поляризации при произвольной отстройке, который позволяет построить линию резонанса при любом наборе параметров.

Авторы выражают благодарность профессору И.М. Соколову и доценту С.В. Божокину за полезные рекомендации, полученные при обсуждении с ними данной работы.

*Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014—2020 годы (соглашение № 14.578.21.0211)».*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Rabi I.I., Zacharias J.R., Millman S., Kusch P.** A New Method of Measuring Nuclear Magnetic Moment // *Physical Review*. 1938. V.53. No.4. P.318–327.
2. **Hunt E.R. and Carr H.Y.** Nuclear Magnetic Resonance of  $^{129}\text{Xe}$  in Natural Xenon // *Physical Review*. 1963. V.130. No.6. P.2305–2305.
3. **Goodson B.M.** Nuclear Magnetic Resonance of Laser-Polarized Noble Gases in Molecules // *Materials, and Organisms // Journal of Magnetic Resonance*. 2002. V.155. No.2. P.157–216.
4. **McKinstry C.S.** Nuclear magnetic resonance imaging in medicine // *Ulster Med J*. 1986. V.55. No.2. P. 97–111.
5. **Умарходжаев Р.М., Коткин А.Л.** Динамические характеристики спиновых генераторов // *Радиотехника и электроника*. 1974. Т.19. №17.
6. **Григорьян А.Т.,** Развитие механики гироскопических и инерциальных систем. М.: Наука, 1973. 455 с.
7. **Waters G.S. and Francis P.D.** A nuclear magnetometer // *Journal of Scientific Instruments*. 1958. V.35. No.3. P. 88–93.
8. **Hahn E.L.** Spin Echoes // *Physical Review*. 1950. V.80. No.4. P. 580–594.
9. **Dong H., Fang J., Qin J., Chen Y.** Analysis of the electrons-nuclei coupled atomic gyroscope // *Optics Communications*. 2011. 284. P. 2886–2889.
10. **Литманович Ю.А., Вершовский А.К., Пешехонов В.Г.** Гироскоп на основе явления ядерного магнитного резонанса: прошлое, настоящее, будущее // *Материалы пленарного заседания 7-й Российской мультikonференции по проблемам управления ОАО «Концерн «ЦНИИ «Электрон»»*. Санкт-Петербург, 2014. С. 35–42.
11. **Donley E.A.** Nuclear Magnetic Resonance Gyroscopes // *Materials of conference “Sensors” in Kona*. HI. 1-4 November 2010. IEEE. P. 17–22.
12. **Kornack T.W., Ghosh R.K. and Romalis M.V.** Nuclear Spin Gyroscope Based on an Atomic Comagnetometer // *Phys.Rev.Lett*. 2005. V.95. P. 230801.
13. **Mirijanian J.J.** Techniques to characterize vapor cell performance for a nuclear-magnetic-resonance gyroscope // *Thesis pr. to the Faculty of California Polytechnic State University*. May 2012. P. 153.
14. **Simpson J.H., Fraser J.T. and Greenwood I.A.** An Optically Pumped Nuclear Magnetic Resonance Gyroscope // *IEEE Trans. Aerosp. Support*. 1963. V.1. P.1107–1110.
15. **Bouchiat M.A., Brossel J. and Pottier L.** Interpretation of experimental results on the relaxation of optically pumped Rb in collisions with Kr atoms // *Physical Review Letters*. 1967. V.19. No.15. P. 817–819.
16. **Happer W.** Optical Pumping // *Reviews of modern physics*. 1972. V.44. No.2. P. 170–249.
17. **Happer W., Miron E., Schaefer S., Schreiber D., Van Wijngaarden W. A. and Zeng X.** Polarization of the nuclear spins of noble-gas atoms by spin exchange with optically pumped alkali-metal atoms // *Physical Review A*. 1984. V.29. No.6. P. 3092–3110.
18. **Benumof R.** Optical Pumping Theory and Experiments // *American Journal of Physics*. 1965. V. 33. P. 151–160.
19. **Nagel M., Haworth F.E.** Advanced laboratory experiments on optical pumping of Rubidium atoms. Part I: Magnetic resonance // *American Journal of Physics*. 1966. Vol. 34. No. 7. P. 553–558.
20. **Born M., Wolf E.** «Principles of Optics». - Elmsford N Y., 1970, 4th ed.

21. **Walker T.G. and Happer W.** Spin-exchange optical pumping of noble-gas nuclei // *Reviews of modern physics*. 1997. V.69. No.2. P.629–642.
22. **Appelt S., Ben-Amar Baranga A., Erickson C.J., Romalis M.V., Young A.R., and Happer W.** Theory of spin-exchange optical pumping of  $^3\text{He}$  and  $^{129}\text{Xe}$  // *Physical Review A*. 1998. Vol. 58. No. 2. P. 1412–1439.
23. **Jau Yu., Kuzma N.N. and Happer W.** Measurement of  $^{129}\text{Xe}$ -Cs binary spin-exchange rate coefficient // *Physical Review A*. 2004. V.69. No. 6. P.061401/4.
24. **Walker T.G.** Fundamentals of Spin-Exchange Optical Pumping // *Journal of Physics: Conference Series*. 2011. V. 294. No.1.
25. **Fang J.C. and Qin J.** Advances in Atomic Gyroscopes: A View from Inertial Navigation Applications // *Sensors*. 2012. V. 12. P.6331–6346.
26. **Вершовский А.К., Пазгалеv А.С.** Квантовые  $M_x$ -магнитометры с оптической накачкой: цифровые способы измерения частоты  $M_x$ -резонанса в быстро меняющемся поле // *Журнал технической физики*. 2006. Т. 76. Вып. 7. С.108–112.
27. **Larsen M.** Nuclear Magnetic Resonance Gyroscope: For DARPA's micro-technology for positioning, navigation and timing program // *Materials of conference "Frequency control symposium (FCS)" in Baltimore, MD. 21-24 May 2012. IEEE*. P. 1–5.
28. **Мейер Д., Ларсен М.** Гироскоп на ядерном магнитном резонансе для инерциальной навигации // *Гироскопия и навигация*. 2014. N1 (84). С. 3–13.

**Popov E.N., Barantsev K.A., Litvinov, A.N. Kuraptsev A.S., Voskoboinikov S.P., Ustinov S.M., Larionov N.V., Liokumovich L.B., Ushakov N.A.** (Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, Russia) and **Shevchenko A.N.** (Concern CSRI Elektropribor, JSC, St. Petersburg, Russia) Frequency Line of Nuclear Magnetic Resonance in Quantum Rotation Sensor: Negative Effect of Detection Circuit // *Гироскопия и Навигация*. 2016. Vol. 24. No. 4 (95). P. 3–13.

**Abstract.** We consider the distortion of nuclear magnetic resonance line in a quantum rotation sensor caused by the feedback in the cell during the detection of nuclear magnetization. Detection circuit is based on Faraday effect during longitudinal electronic paramagnetic resonance in alkali metal vapor.

**Key words:** nuclear magnetic resonance, detection, nuclear magnetization, spin polarization

#### REFERENCES

1. **Rabi I.I., Zacharias J.R., Millman S., and Kusch P.** A new method of measuring nuclear magnetic moment // *Physical Review*. 1938. Vol. 53. No. 4. P. 318–327.
2. **Hunt E.R. and Carr H.Y.** Nuclear magnetic resonance of  $^{129}\text{Xe}$  in natural xenon // *Physical Review*. 1963. Vol. 130. No. 6. P. 2305–2305.
3. **Goodson B.M.** Nuclear magnetic resonance of laser-polarized noble gases in molecules, materials, and organisms // *Journal of Magnetic Resonance*. 2002. Vol. 155. No. 2. P. 157–216.
4. **McKinstry C.S.** Nuclear magnetic resonance imaging in medicine // *Ulster Med J*. 1986. Vol. 55. No. 2. P. 97–111.
5. **Umarkhodzhaev R.M. and Kotkin A.L.** Dynamic characteristics of spin oscillators // *Radio-tehnika i elektronika*. 1974. Vol. 19. No. 17.
6. **Grigor'yan A.T.,** Razvitie mekhaniki giroskopicheskikh i inertial'nykh sistem (Development of Mechanics of Gyroscopic and Inertial Systems). Moscow: Nauka, 1973.
7. **Waters G.S. and Francis P.D.** A nuclear magnetometer // *Journal of Scientific Instruments*. 1958. Vol. 35. No. 3. P. 88–93.
8. **Hahn E.L.** Spin echoes // *Physical Review*. 1950. Vol. 80. No. 4. P. 580–594.
9. **Dong H., Fang J., Qin J., and Chen Y.** Analysis of the electrons-nuclei coupled atomic gyroscope // *Optics Communications*. 2011. No. 284. P. 2886–2889.
10. **Litmanovich Yu.A., Vershovskii A.K., and Peshekhonov V.G.** Nuclear magnetic resonance gyro: Past, present, and future // *7-ya Rossiiskaya multikonferentsiya po problemam upravleniya (7th Russian Multiconference on Control Problems, Proceedings of the Plenary Session)*. St. Petersburg: Concern CSRI Elektropribor, JSC, 2014. P. 35–42.

11. **Donley E.A.** Nuclear magnetic resonance gyroscopes // Materials of conference “Sensors” in Kona, HI. 1-4 November 2010. IEEE. P. 17–22.
12. **Kornack T.W., Ghosh R.K. and Romalis M.V.** Nuclear spin gyroscope based on an atomic co-magnetometer // Phys.Rev.Lett. 2005. Vol. 95. P. 230801.
13. **Mirijanian J.J.** Techniques to characterize vapor cell performance for a nuclear-magnetic-resonance gyroscope // Thesis pr. to the Faculty of California Polytechnic State University. May 2012. P. 153.
14. **Simpson J.H., Fraser J.T. and Greenwood I.A.** An optically pumped nuclear magnetic resonance gyroscope // IEEE Trans. Aerosp. Support. 1963. Vol. 1. P. 1107–1110.
15. **Bouchiat M.A., Brossel J. and Pottier L.** Interpretation of experimental results on the relaxation of optically pumped Rb in collisions with Kr atoms // Physical Review Letters. 1967. Vol. 19. No. 15. P. 817–819.
16. **Happer W.** Optical pumping // Reviews of modern physics. 1972. Vol. 44. No. 2. P. 170–249.
17. **Happer W., Miron E., Schaefer S., Schreiber D., Van Wijngaarden W. A., and Zeng X.** Polarization of the nuclear spins of noble-gas atoms by spin exchange with optically pumped alkali-metal atoms // Physical Review A. 1984. Vol. 29. No. 6. P. 3092–3110.
18. **Benumof R.** Optical pumping theory and experiments // American Journal of Physics. 1965. Vol. 33. P. 151–160.
19. **Nagel M. and Haworth F.E.** Advanced laboratory experiments on optical pumping of Rubidium atoms. Part I: Magnetic resonance, American Journal of Physics. 1966. Vol. 34. No. 7. P. 553–558.
20. **Born M. and Wolf E.** Principles of Optics. Elmsford N Y., 1970. 4th ed.
21. **Walker T.G. and Happer W.** Spin-exchange optical pumping of noble-gas nuclei // Reviews of modern physics. 1997. Vol. 69. No. 2. P. 629–642.
22. **Appelt S., Ben-Amar Baranga A., Erickson C.J., Romalis M.V., Young A.R., and Happer W.** Theory of spin-exchange optical pumping of  $^3\text{He}$  and  $^{129}\text{Xe}$  // Physical Review A. 1998. Vol. 58. No. 2. P. 1412–1439.
23. **Jau Y.-Y., Kuzma N.N., and Happer W.** Measurement of  $^{129}\text{Xe}$ -Cs binary spin-exchange rate coefficient // Physical Review A. 2004. Vol. 69. No. 6. P. 061401/4.
24. **Walker T.G.** Fundamentals of spin-exchange optical pumping // Journal of Physics: Conference Series. 2011. Vol. 294. No. 1.
25. **Fang J.C. and Qin J.** Advances in atomic gyroscopes: A view from inertial navigation applications // Sensors. 2012. Vol. 12. P. 6331–6346.
26. **Vershovskii A.K. and Pazgalev A.S.** Quantum  $M_x$ -magnetometers with optical pumping: digital methods of measuring the frequency of  $M_x$ -resonance in a quickly varying field // Zhurnal teoreticheskoi fiziki. 2006. Vol. 76. No. 7. P. 108–112.
27. **Larsen M.** Nuclear magnetic resonance gyroscope: For DARPA's micro-technology for positioning, navigation and timing program // Materials of conference “Frequency control symposium (FCS)” in Baltimore, MD. 21-24 May 2012. IEEE. P. 1–5.
28. **Meyer D. and Larsen M.** Nuclear magnetic resonance gyro for inertial navigation // Gyroscopy and Navigation. 2014. No. 2. P. 75–82.

Материал поступил 04.11.2016