

09.2;11.3;14

Полностью оптический магнитометрический датчик для задач магнитоэнцефалографии и томографии сверхслабого поля

© А.К. Вершовский, А.С. Пазгалев, М.В. Петренко

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

Поступило в Редакцию 15 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 23 мая 2020 г.

Принято к публикации 1 июня 2020 г.

Предложен и экспериментально исследован вариант схемы магнитометрического датчика на атомарных парах цезия, использующий возбуждение магнитного резонанса модулированным излучением поперечной по отношению к магнитному полю сверхтонкой оптической накачки. Показано, что при использовании ячейки объемом 0.125 см^3 вариационная чувствительность такой схемы, оцененная по отношению крутизны сигнала в центре магнитного резонанса к дробовым шумам детектирующего излучения, достигает уровня $< 10 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ в полосе частот порядка 850 Hz. Датчик, не излучающий радиочастотные поля, предназначен для работы в магнитоэнцефалографических комплексах. Рассмотрены возможные способы повышения быстродействия схемы для детектирования относительно быстрых ($\sim 4.2 \text{ kHz}$ в поле 0.1 mT) сигналов прецессии магнитных моментов протонов в перспективных схемах томографии сверхслабого поля.

Ключевые слова: оптически детектируемый магнитный резонанс, квантовый магнитометр, магнитоэнцефалография, томография сверхслабого поля.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.17.49894.18340

Решение глобальной задачи исследования, интерпретации и моделирования принципов работы головного мозга, стоящей сегодня перед человечеством, невозможно без методов магнитоэнцефалографии (МЭГ) [1] и магнитно-резонансной томографии (МРТ) [2]. Хотя среди сканирующих систем МРТ доминируют системы с напряженностью поля от 1 до 3 Т, в последние годы активно разрабатываются системы МРТ сверхслабого поля (ССП), в которых ориентация магнитных моментов протонов производится полем порядка 100 мТ, а их прецессия регистрируется в поле порядка 0.1 мТ [3]. Важным фактором, способствующим разработке схем МРТ SSP, является потенциальная возможность их объединения с системами МЭГ. Основную трудность при реализации схем МРТ SSP представляет регистрация сигнала: в поле 0.1 мТ частота прецессии протонов составляет примерно 4.2 kHz, что исключает возможность использования индукционных датчиков. Существующие решения этой проблемы [4] предполагают использование сверхпроводящих датчиков СКВИД (SQUID), чувствительность которых не падает с частотой. Однако датчикам СКВИД свойственны ограничения на величину перепадов измеряемых полей, что затрудняет их использование в импульсных системах [5]. Кроме того, их обслуживание крайне дорого, а соответствующие системы громоздки, что усложняет создание передвижных диагностических систем. Единственный класс датчиков, который сегодня способен удовлетворить требованиям объединенных систем МЭГ–МРТ SSP — это квантовый магнитометр с оптической накачкой (КМОН) [6,7].

В последние годы развитие малогабаритных высокочувствительных КМОН, предназначенных для биоме-

дицинских приложений, идет по двум направлениям: создание магнитометров, работающих в режиме SERF (spin-exchange relaxation free) — подавление спин-обменного уширения линии магнитного резонанса (MP) в нулевом магнитном поле [8,9], и альтернативных им схем КМОН, работающих в режиме светового подавления спин-обменного уширения [10,11]. Схемы SERF характеризуются более высокой предельной чувствительностью, но их применение ограничено нулевыми полями, и хотя уже были предложены способы их применения в системах МРТ SSP (такие, как передача сигнала МРТ по трансформаторной линии в магнитоэкранированный объем к датчику SERF [12]), КМОН ненулевого поля пока что остаются единственными кандидатами на использование непосредственно в схемах МРТ SSP.

Разработка многоканальных систем МЭГ–МРТ SSP, базирующихся на таких датчиках, требует решения двух основных проблем: 1) устранение взаимовлияния соседних датчиков, генерирующих резонансные радиочастотные поля с близкими частотами; 2) расширение полосы чувствительности. В настоящей работе приводятся результаты исследования схемы датчика, которая потенциально позволяет решить указанные проблемы и при этом характеризуется необходимой чувствительностью.

В предлагаемой схеме метод возбуждения MP поперечным по отношению к магнитному полю лучом, модулированным на частоте прецессии магнитных моментов (ларморовской частоте), предложенный в [13], применен к схеме накачки, в которой световое подавление спин-обменного уширения MP на сверхтонком уровне $F = I + 1/2$ (здесь I — момент ядра, для Cs $I = 7/2$)

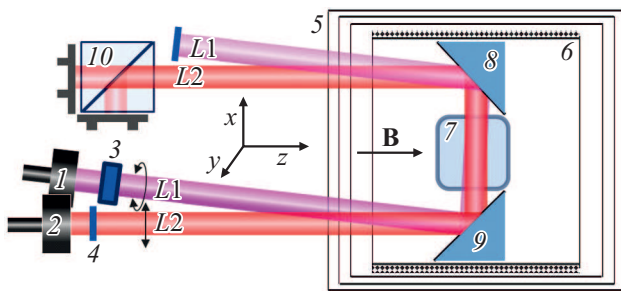


Рис. 1. Упрощенная схема квантового датчика. 1 — ввод излучения накачки, 2 — ввод пробного излучения, L1 — луч оптической накачки, L2 — пробный луч, 3 — электрооптический (циркулярный) модулятор поляризации, 4 — линейный поляризатор, 5 — магнитный экран, 6 — соленоид, 7 — газовая ячейка с парами Cs, 8, 9 — зеркала, 10 — балансный фотоприемник.

реализуется при монохроматической лазерной накачке, настроенной в резонанс с переходом со сверхтонкого уровня $F = I - 1/2$ [14]. Детектирование МР осуществляется на ларморовской частоте (так называемая M_x -схема) по повороту поляризации нерезонансного линейно поляризованного поперечного пробного луча.

Экспериментальная установка, на которой проводились измерения, описана в [15,16]. Были использованы полупроводниковые лазеры с внешними резонаторами VitaWave ECDL-8920R. Стеклоячейка производства компании VitaWave размером $5 \times 5 \times 5$ mm, содержащая насыщенные пары Cs и азот (N_2) под давлением ~ 100 Торг, была расположена в многослойном магнитном экране, индукция поля в котором поддерживалась на уровне $12 \mu T$ (рис. 1). Установка была дополнена электрооптическим модулятором Thorlabs EO-AM-NR-C1, позволяющим переключать направление круговой поляризации луча накачки; частота переключения сканировалась в окрестности ларморовской частоты Cs (42 kHz). Луч накачки был направлен перпендикулярно магнитному полю под небольшим углом к пробному лучу.

Амплитуда и ширина МР были исследованы при различных температурах ячейки и интенсивностях излучения накачки. На основе этих значений и интенсивности пробного луча на балансном фотоприемнике согласно [17,18] оценивалась предельная вариационная чувствительность датчика, ограниченная дробовым шумом фототока.

Результаты измерений приведены на рис. 2. Видно, что зависимость ширины линии МР Γ от интенсивности накачки условно можно разделить на три области: область преобладания спин-обменного уширения, в которой ширина полностью определяется температурой ячейки; область частичного подавления спин-обменного уширения МР светом накачки; область преобладания светового уширения МР. В нашем эксперименте снижение ширины МР во второй области не превышает 25%,

тогда как в пределе оно может достигать нескольких раз [19]. Это обусловлено, в частности, недостаточной отстройкой частоты пробного излучения, связанной с техническими ограничениями, которая привела к дополнительному уширению резонанса примерно на 300 Hz (HWHM). Несмотря на это, благодаря высокому соотношению сигнал/шум, достигающему 157 dB в полосе 1 Hz, вариационная чувствительность такой схемы, оцененная по отношению крутизны сигнала в центре МР к дробовым шумам детектирующего излучения, достигает уровня < 10 fT/Hz $^{1/2}$.

Здесь необходимо отметить, что, во-первых, чувствительность такого датчика также дополнительно ограничена квантовым проекционным шумом, что при оптимальных параметрах приводит к снижению чувствительности примерно в $\sqrt{2}$ раза [16]; во-вторых, рассматриваемая схема оказывается более чувствительной к шумам излучения накачки, чем стандартная схема. Это обусловлено тем, что в ней МР возбуждается модуляцией параметров накачки, и любые вариации этих параметров в окрестности частоты МР (а также ее субгармоник) преобразуются в шум в канале регистрации. Оценки показывают, что для реализации предельной чувствительности схемы технические шумы излучения накачки на этих частотах должны быть подавлены до уровня, превышающего уровень дробового шума не более чем в 2–3 раза (так, в нашей схеме примерно десятикратное превышение шума интенсивности излучения накачки

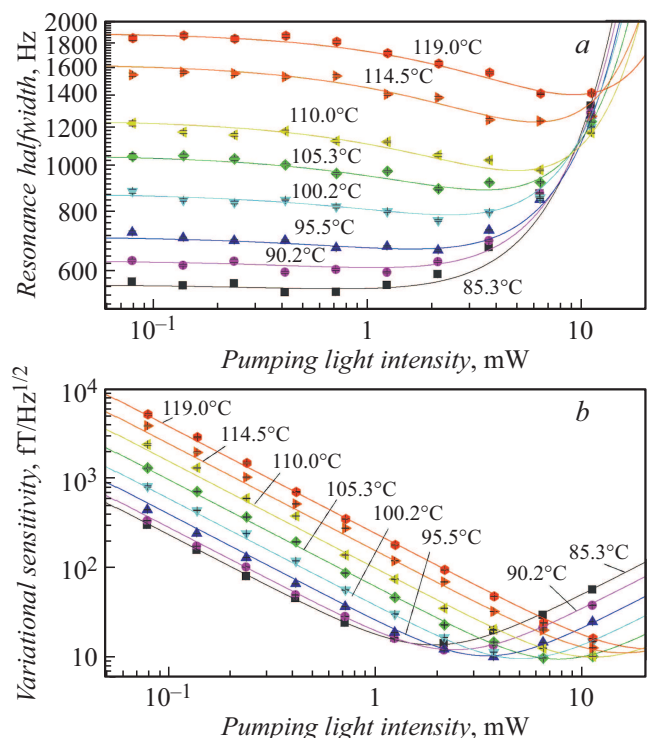


Рис. 2. Зависимости ширины магнитного резонанса (HWHM) (a) и предельной реализуемой чувствительности (b) от интенсивности излучения накачки при различных температурах ячейки.

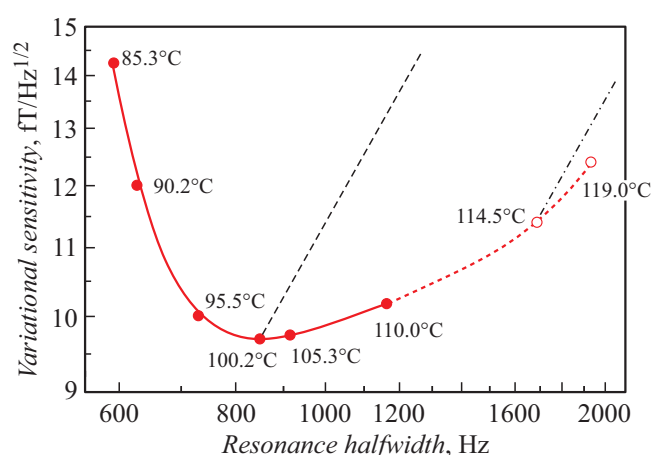


Рис. 3. Параметрическая зависимость предельной реализуемой чувствительности от ширины резонанса. Числа соответствуют температурам, при которых эта чувствительность реализуется. Последние две точки — результат экстраполяции кривых, приведенных на рис. 2, *b*.

над дробовым шумом приводило к двух-трехкратному ухудшению чувствительности).

В схемах МЭГ для передачи излучения накачки в датчик можно использовать поддерживающее линейную поляризацию оптоволокно; такие волокна имеют две собственные моды, направления азимута поляризации для которых различаются на 90° . Соответствующее переключение линейной поляризации излучения на входе в оптоволокно будет преобразовано четвертьволновой пластинкой в переключение знака циркулярной поляризации непосредственно в датчике. Требуемое подавление шумов может быть осуществлено методами активной стабилизации интенсивности лазерного излучения, измеряемой на выходе оптоволокна.

На рис. 3 приведена параметрическая зависимость предельной реализуемой чувствительности от Γ и указаны температуры, при которых эта чувствительность реализуется. Этот рисунок иллюстрирует связь между чувствительностью и быстродействием датчика. Наилучшая чувствительность $\delta B = 9.7 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ реализуется при $\Gamma \approx 850 \text{ Hz}$; эти параметры позволяют успешно использовать такую схему в системах МЭГ, сигналы в которых обычно лежат в диапазоне частот 2–200 Hz.

Как известно [20], M_X -датчики способны детектировать сколь угодно быстрые вариации магнитного поля, в том числе и те, частота f которых превышает Γ , но отношение сигнал/шум при регистрации таких сигналов падает пропорционально $1/f$, т.е. амплитудно-частотная характеристика отклика МР в схеме M_X -датчика похожа на амплитудно-частотную характеристику фильтра низких частот первого порядка с частотой среза, равной Γ . Этот факт на рис. 3 проиллюстрирован линиями, показывающими, как вариационная чувствительность меняется при превышении f над шириной МР при прочих фиксированных параметрах. Из рисунка

следует, что увеличение полосы до $\sim 1700 \text{ Hz}$ достижимо без существенных потерь чувствительности (точка $T = 114.5^\circ\text{C}$). Дальнейшее повышение температуры не оправдано, так как чувствительность начинает ухудшаться со скоростью, близкой к $1/f$. Кроме того, как следует из рис. 2, высокие температуры требуют интенсивной накачки. Дальнейшее увеличение f при прочих фиксированных параметрах приводит к спаду чувствительности $1/f$. На частоте 4.2 kHz достижимая чувствительность ухудшается примерно в 2.5 раза до уровня $\sim 30 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ (штрихпунктирная линия на рис. 3). Сочетание этих параметров позволяет рассчитывать также и на успешное использование таких датчиков в схемах МРТ ССП, в том числе и в объединенных с системами МЭГ.

Таким образом, нами исследована схема магнитометрического датчика, предназначенного для работы в ненулевых полях и не использующего радиочастотные поля. Показано, что она потенциально способна обеспечить уникальное сочетание чувствительности и быстродействия, требуемых в магнитоэнцефалографии и магнитно-резонансной томографии сверхслабого поля. Наиболее сложным, но преодолимым препятствием на пути к созданию такого датчика является требование подавления шумов излучения лазерной накачки до уровня, близкого к уровню дробового шума.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-29-10004.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Hämmäläinen M., Hari R., Ilmoniemi R.J., Knuutila J., Lounasmaa O.V. // *Rev. Mod. Phys.* 1993. V. 65. N 2. P. 413–497. DOI: 10.1103/RevModPhys.65.413
- [2] Van der Zwaag W., Schäfer A., Marques J.P., Turner R., Trampel R. // *NMR Biomed.* 2016. V. 29. N 9. P. 1274–1288. DOI: 10.1002/nbm.3275
- [3] Coffey A.M., Truong M.L., Chekmenev E.Y. // *J. Magn. Reson.* 2013. V. 237. P. 169–174. DOI: 10.1016/j.jmr.2013.10.013
- [4] Inglis B., Buckenmaier K., SanGiorgio P., Pedersen A., Nichols M.A., Clarke J. // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.* 2013. V. 110. N 48. P. 19194. DOI: 10.1073/pnas.1319334110
- [5] Parkkonen L., Ilmoniemi R.J., Lin F.-H., Espy M. *Ultra-low-field MRI and its combination with MEG // Magnetoencephalography: from signals to dynamic cortical networks / Eds S. Supek, C.J. Aine. Berlin–Heidelberg: Springer, 2014. P. 941–972.*
- [6] Вершовский А.К., Пазгалев А.С. // *ЖТФ.* 2008. Т. 78. В. 5. С. 116–124. [Пер. версия: 10.1134/S1063784208050198].

- [7] *Borna A., Carter T.R., Goldberg J.D., Colombo A.P., Jau Y.-Y., McKay J., Weisend M., Taulu S., Stephen J.M., Schwindt P.D.D.* // *Phys. Med. Biol.* 2017. V. 62. N 23. P. 8909–8923. DOI: 10.1088/1361-6560/aa93d1
- [8] *Kominis I.K., Kornack T.W., Allred J.C., Romalis M.V.* // *Nature*. 2003. V. 422. N 6932. P. 596–599. DOI: 10.1038/nature01484
- [9] *Dang H.B., Maloof A.C., Romalis M.V.* // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. N 15. P. 151110. DOI: 10.1063/1.3491215
- [10] *Scholtes T., Schultze V., IJsselsteijn R., Woetzel S., Meyer H.-G.* // *Phys. Rev. A.* 2011. V. 84. N 4. P. 043416. DOI: 10.1103/PhysRevA.84.043416
- [11] *Schultze V., Schillig B., IJsselsteijn R., Scholtes T., Woetzel S., Stolz R.* // *Sensors*. 2017. V. 17. N 3. P. 561. DOI: 10.3390/s17030561
- [12] *Savukov I.M., Stolz V.S., Volegov P.L., Espy M.A., Matlashov A.N., Gomez J.J., Kraus R.H.* // *J. Magn. Reson.* 2009. V. 199. N 2. P. 188–191. DOI: 10.1016/j.jmr.2009.04.012
- [13] *Bell W.E., Bloom A.L.* // *Phys. Rev. Lett.* 1961. V. 6. N 6. P. 280–281. DOI: 10.1103/PhysRevLett.6.280
- [14] *Попов Е.Н., Бобрикова В.А., Воскобойников С.П., Баранцев К.А., Устинов С.М., Литвинов А.Н., Вершовский А.К., Дмитриев С.П., Картошкин В.А., Пазгалев А.С., Петренко М.В.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2018. Т. 108. В. 8. С. 543–548. [Пер. версия: 10.1134/S0021364018200122].
- [15] *Ossadtchi A.E., Kulachenkov N.K., Chuchelov D.S., Dmitriev S.P., Pазgalev A.S., Petrenko M.V., Vershovskii A.K.* // 2018 Int. Conf. Laser Optics (ICLO). IEEE, 2018. P. 543. DOI: 10.1109/LO.2018.8435740
- [16] *Вершовский А.К., Дмитриев С.П., Козлов Г.Г., Пазгалев А.С., Петренко М.В.* // *ЖТФ*. 2020. Т. 80. В. 8. С. 1243–1253. DOI: 10.21883/JTF.2020.08.49533.438-19
- [17] *Alexandrov E.B., Balabas M.V., Pasgalev A.S., Vershovskii A.K., Yakobson N.N.* // *Laser Phys.* 1996. V. 6. N 2. P. 244–251.
- [18] *Budker D., Romalis M.* // *Nature Phys.* 2007. V. 3. N 4. P. 227–234. DOI: 10.1038/nphys566
- [19] *Jau Y.-Y., Post A.B., Kuzma N.N., Broun A.M., Romalis M.W.V., Happer W.* // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. N 11. P. 110801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.110801
- [20] *Groeger S., Bison G., Schenker J.-L., Wynands R., Weis A.* // *Eur. Phys. J. D.* 2006. V. 38. N 2. P. 239–247. DOI: 10.1140/epjd/e2006-00037-y