

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  $0.125 \text{ см}^3$  вариационная чувствительность такой схемы, оцененная по отношению крутизны сигнала в центре магнитного резонанса к дробовым шумам детектирующего излучения, достигает уровня  $< 10 \text{ фТ/Гц}^{1/2}$  в полосе частот порядка  $850 \text{ Hz}$ . 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  $0.1 \text{ мТ}$ ) 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

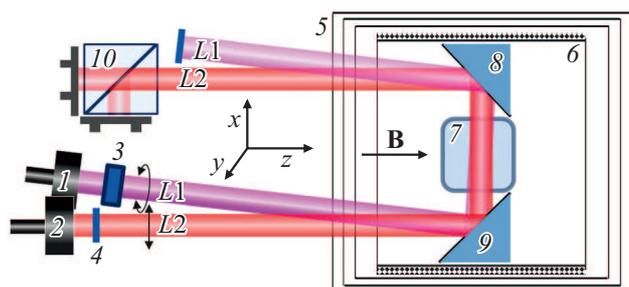
Решение глобальной задачи исследования, интерпретации и моделирования принципов работы головного мозга, стоящей сегодня перед человечеством, невозможно без методов магнитоэнцефалографии (МЭГ) [1] и магнитно-резонансной томографии (МРТ) [2]. Хотя среди сканирующих систем МРТ доминируют системы с напряженностью 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  $100 \text{ мТ}$ , а их прецессия регистрируется в поле порядка  $0.1 \text{ мТ}$  [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  $0.1 \text{ мТ}$  частота прецессии протонов составляет примерно  $4.2 \text{ kHz}$ , 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 (МР) 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 магнито-экранированный 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 МР 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 МР 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.

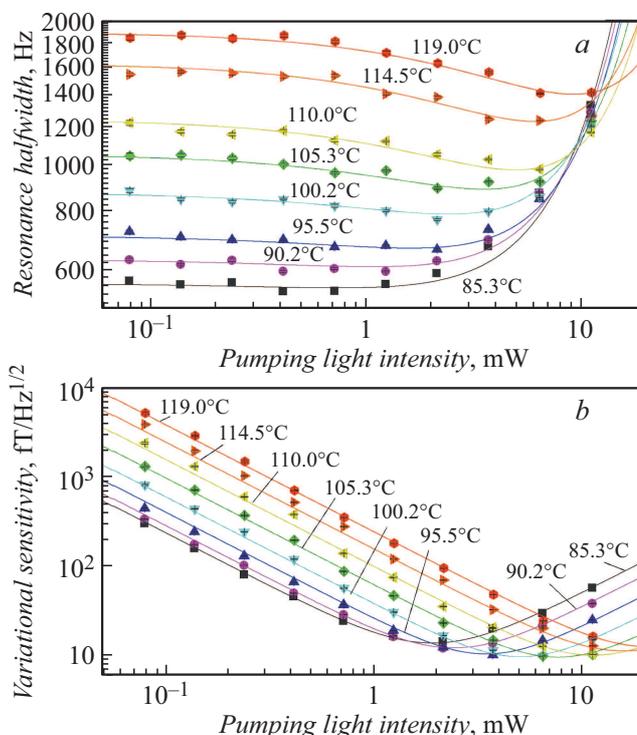
Экспериментальная установка, на которой проводились измерения, описана в [15,16]. Были использованы полупроводниковые лазеры с внешними резонаторами VitaWave ECDL-8920R. Стеклоквартовая ячейка производства компании VitaWave размером  $5 \times 5 \times 5$  mm, содержащая насыщенные пары Cs и азот ( $N_2$ ) под давлением  $\sim 100$  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.

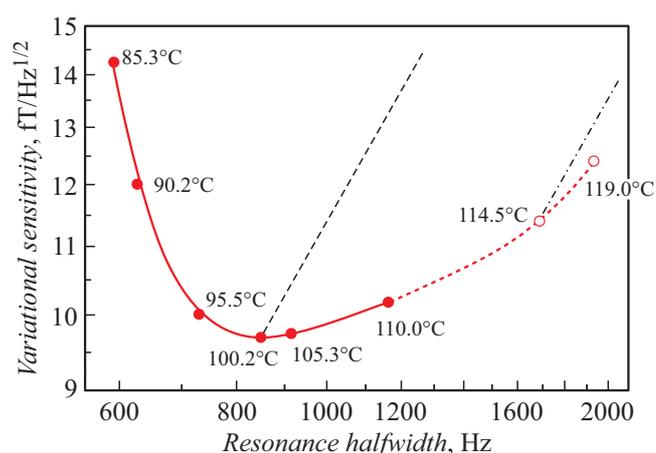
Результаты измерений приведены на рис. 2. Видно, что зависимость ширины линии МР  $\Gamma$  от интенсивности накачки условно можно разделить на три области: область преобладания спин-обменного уширения, в которой ширина полностью определяется температурой ячейки; область частичного подавления спин-обменного 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  $90^\circ$ . 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  $\Gamma$  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  $\Gamma$ , 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  $\Gamma$ . 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  $4.2 \text{ kHz}$  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., Пазгалеv 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., Пазгалеv 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