

ОПТИЧЕСКАЯ МАГНИТОМЕТРИЯ ИНДУЦИРОВАННЫХ ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В КАТУШКАХ ГЕЛЬМГОЛЬЦА РАЗМЕРОМ С ЧЕЛОВЕКА

А. ТОНОЯН, А. ПАПОЯН, А. ГОГЯН*

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: agogyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 21 ноября 2025 г.)

Мы представляем моделирование и анализ эволюции магнитного поля, генерируемого медными катушками человеческого размера при наличии поблизости внешних металлических объектов. Изменение магнитного поля может быть эффективно обнаружено с использованием эффекта Зеемана при резонансном взаимодействии света с щелочными атомами, заключёнными в нанометрические или микрометрические тонкие ячейки. Для количественного определения этих изменений мы анализируем спектры взаимодействия свет–атом в присутствии магнитного поля и предлагаем алгоритм, позволяющий измерять изменения магнитного поля, индуцированные относительно небольшим железным шаром. Ключевое преимущество нашего подхода — его устойчивость: он позволяет извлекать информативные параметры из экспериментальных спектров без необходимости прямого опорного спектра.

1. Введение

За последние десятилетия значительные исследовательские усилия были направлены на изучение атомной спектроскопии термических паров щелочных металлов, находящихся во внешних магнитных полях, особенно в контексте оптической магнетометрии [1–6]. Эта область претерпела существенный прогресс, и современные передовые магнитометры обеспечивают исключительно высокую чувствительность [7, 8]. Такие высокотехнологичные магнитометры в первую очередь предназначены для измерения крайне слабых магнитных полей в хорошо экранированных условиях. В результате они нашли успешное применение в различных областях, включая регистрацию биоманитных полей [9, 10] и обнаружение скрытых ферромагнитных объектов [11]. Однако важно отметить, что помимо этих направлений использования, подобные магнитометры обладают широким потенциалом применения. Например, они могут использоваться в ядерной магнитной томографии для точного измерения и картирования магнитных полей с большими градиентами. Кроме того, они востребованы при удалённом мониторинге ядерных реакторов и юстировке ускорителей частиц [12]. Эффективность магнитометров в таких задачах определяется рядом ключевых факторов, выходящих за рамки простой оптимизации чувствительности при помощи дорогостоящих (и сложных) схем измерений. Внимание смещается в сторону решения других критически важных задач, включая высокое пространственное

разрешение, устойчивость к внешним возмущениям, широкий динамический диапазон измерений, надёжную и автономную работу, а также возможность функционирования без экранирования.

Современные методы магнетометрии обладают значительными возможностями для обнаружения металлических предметов, особенно ферромагнитных материалов, а также для регистрации электрических токов. Создание устойчивых и эффективных систем дистанционного обнаружения магнитного поля в пунктах безопасности требует не только высокой чувствительности, но и устойчивости к различным факторам окружающей среды, включая фоновые магнитные поля, температурные дрейфы, электрические шумы и др. Одним из наиболее перспективных решений, удовлетворяющих этим требованиям, является оптическая магнетометрия, основанная на резонансном взаимодействии лазерного излучения с атомной средой. Схемы оптической магнетометрии хорошо подходят для чувствительной регистрации слабых магнитных полей, сопоставимых или даже меньших по величине, чем магнитное поле Земли (~ 0.5 Гс) [13]. Однако в условиях, таких как аэропорты, где металлические предметы и электронное оборудование создают изменяющиеся во времени и пространстве фоновые магнитные поля, для обеспечения точности измерений становится необходимым магнитное экранирование области детектирования.

В настоящее время ведутся разработки двух ключевых компонентов: (i) системы динамической компенсации магнитного поля на основе трёхосных катушек [14], установленных вокруг зоны контроля и использующих атомный (оптический) сигнал ошибки в режиме реального времени; (ii) чувствительного широкодиапазонного оптического магнитометра на основе оптических наноячеек [15, 16].

Система компенсации подаёт сигнал тревоги, когда человек или предмет, проходящий через зону контроля, создаёт магнитное поле или изменяет его фоновое значение сверх установленного порога. Для продвижения разработки оптических магнитометров для применения в пунктах безопасности мы сосредоточили внимание на моделировании и анализе изменения магнитного поля, создаваемого медными катушками человеческого размера при внесении во внешнюю область металлических объектов. Рассматриваются различные варианты форм, размеров и материалов таких объектов.

В Разделе II представлена модель трёх пар медных катушек, после чего приводятся расчёты и моделирование магнитного поля. В Разделе III мы рассматриваем теоретическое исследование того, как модифицированное магнитное поле может быть обнаружено посредством регистрации спектров щелочных атомов с использованием эффекта Зеемана при резонансном взаимодействии света с атомами, заключёнными в нанометрически или микрометрически тонкие ячейки.

2. Магнитное поле, создаваемое катушками человеческого размера

2.1. Модель

Геометрия трёх взаимно перпендикулярных пар катушек представлена на рис.1. Радиус каждой катушки составляет около 1 м; для изоляции предусмотрено 1.2 см межкатушечного зазора. Каждая катушка содержит 120 витков медного провода диаметром 1 мм.

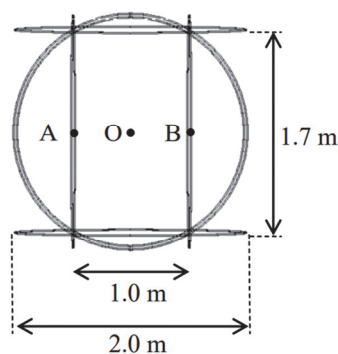


Рис.1. (а) Три пары медных катушек, расположенных перпендикулярно друг другу. Радиус каждой катушки составляет около 1 м; две пары разнесены на 1 м, третья вертикальная пара в направлении z разнесена на расстояние $\sqrt{3} \approx 1.7$ м.

Две пары катушек располагаются на расстоянии 1 м друг от друга, тогда как третья пара в вертикальном направлении — на расстоянии 1 м, что обеспечивает возможность прохода человека. Магнитное поле $\mathbf{B}$ в точке $\mathbf{r}$ согласно закону Био–Савара:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_C \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{r}'}{|\mathbf{r}'|^3}, \quad (1)$$

где I — ток, $d\mathbf{l}$ — элемент провода, $\mathbf{R}$ — вектор от элемента катушки к точке наблюдения. Расчёты выполнены по методике [17].

Оценки показывают, что постоянный электрический ток величиной 18 А создаёт магнитное поле порядка 24 Гс в центре системы катушек, если токи в противоположно расположенных катушках направлены в одну и ту же сторону. Потенциальным недостатком такой системы является нагрев катушек при работе на больших токах; однако эта проблема может быть эффективно устранена с помощью охлаждения катушек.

Направление и величина токов, проходящих через катушки, позволяют использовать различные физические явления для измерения искажения магнитного поля, возникающего при помещении металлического объекта между катушками. В настоящей работе мы сосредоточимся на случае, когда токи направлены одинаково. В этом случае зеемановские сдвиги атомных уровней в ячейке, заполненной щелочными атомами, позволяют обнаруживать изменение магнитного поля ~ 1 Гс. Использование других физических процессов для детектирования магнитного поля позволяет работать при более слабых электрических токах около ~ 1 А, создающих более слабые магнитные поля (~ 2 Гс), например, при использовании эффекта Ханле [18]. Более подробное обсуждение физических процессов измерения магнитного поля приведено в Разделе III.

2.2. Изменение магнитного поля

Результаты моделирования магнитного поля для геометрии, представленной на рис.1, показаны на рис.2. Между катушками формируется достаточно однородное магнитное поле внутри сферы диаметром ~ 1 м. Верхний график представляет собой поверхностный распределённый граф магнитного поля (в единицах Гс) в сечении при $z = 0$. Одномерное распределение магнитного поля при $y = 0$, $z = 0$ более наглядно демонстрирует его величину. При протекании

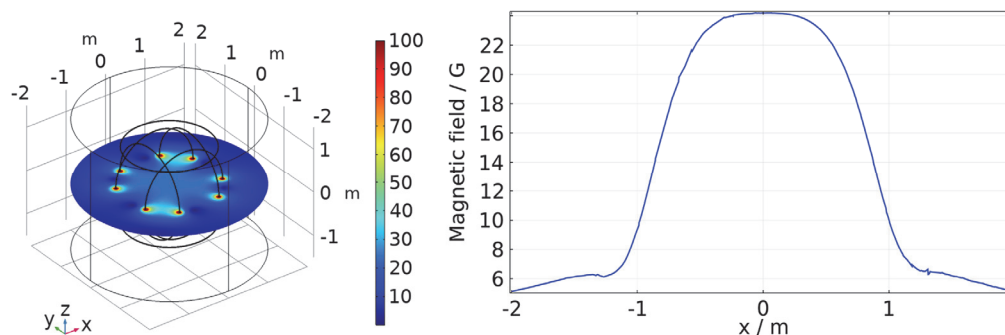


Рис.2. Смоделированное магнитное поле, создаваемое катушками, представленными на рис.1. Ток в каждой катушке составляет 18 А, направления токов в каждой встречной паре совпадают. Сечение распределения магнитного поля при $z = 0$ (слева). Одномерное распределение магнитного поля при $y = 0, z = 0$ (справа).

электрического тока 18 А через каждую катушку максимальное значение нормированного магнитного поля между катушками достигает ~ 24 Гс. Направления токов в каждой противоположной паре катушек совпадают.

На следующем этапе мы рассмотрели железную сферу радиусом 5 см, размещённую на расстоянии 10 см от центра системы катушек в точке $x = 0.1, y = 0.1, z = 0.1$ м. Смоделированное магнитное поле показано на рис.3. Направления и величины постоянного тока остаются такими же, как в случае рис.2. Из-за присутствия железной сферы магнитное поле между катушками искажается, причём наблюдается увеличение примерно на 2 Гс, что может быть зарегистрировано экспериментально. В следующем разделе мы подробно рассмотрим принципы оптического обнаружения этого изменения магнитного поля.

3. Измерение магнитного поля с использованием щелочных атомов

Существуют различные оптические явления, позволяющие измерять магнитные поля: вращение Фарадея, эффект Зеемана, эффект Ханле, магнитный циркулярный дихроизм, эффект Керра и др. Здесь мы сосредоточимся на эффекте Зеемана.

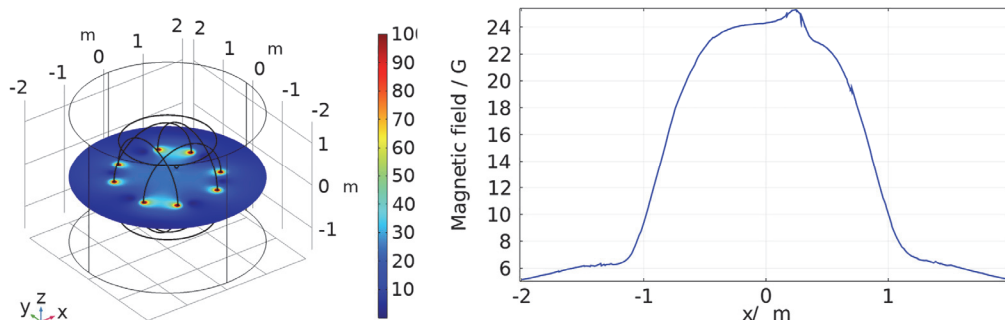


Рис.3. Те же графики, что и на рис.2, но при помещении железной сферы радиусом 5 см в точке $x = 0.1, y = 0.1, z = 0.1$ м. Сечение распределения магнитного поля при $z = 0$ (слева), и одномерное распределение магнитного поля при $y = 0, z = 0$ (справа).

Мы рассматриваем два сценария: один с одной ячейкой и другой с двумя ячейками, обе из которых заполнены щелочными атомами и размещены вблизи катушек. Для простоты в случае одной ячейки она располагается в точке $x = 0.5$ м, $y = 0$, $z = 0$. В случае двух ячеек вторая ячейка может быть размещена возле противоположной катушки в точке $x = -0.5$ м, $y = 0$, $z = 0$. В обоих случаях атомы взаимодействуют с лазерным излучением, и регистрируется соответствующий спектр. В конфигурации с двумя ячейками получаются два спектра, которые впоследствии могут быть сравнены между собой. Сравнение спектров из двух различных точек обеспечивает более точное наблюдение вариаций магнитного поля.

Для определения внешнего или приложенного магнитного поля по экспериментальным спектрам нами разработан простой алгоритм, основанный на частотах трёх переходов и не требующий дополнительного опорного спектра. Программа точно определяет положения и интенсивности трёх пиков в экспериментальных данных и затем сравнивает их с теоретическими значениями. Благодаря такому сравнению алгоритм позволяет определить величину магнитного поля с точностью лучше 1%.

Теоретические спектры получены путём моделирования энергий магнитных подуровней и вероятностей переходов на основе модели, описанной в работах [19, 20]. Вероятность перехода из возбуждённого состояния e в основное состояние g пропорциональна квадрату дипольного момента:

$$W_{eg} \propto \left(\sum_{F'_e, F'_g} \alpha_{F_e F'_e}^e a(\Psi(F_e, m_e); \Psi(F_g, m_g); q) \alpha_{F_g F'_g}^g \right)^2, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} a(\Psi(F_e, m_e); \Psi(F_g, m_g); q) = \\ (-1)^{1+I+J_e+F_e+F_g-m_e} \sqrt{2J_e+1} \sqrt{2F_e+1} \sqrt{2F_g+1} \times \\ \times \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ -m_e & q & m_g \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ J_g & I & J_e \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3)$$

является ненарушенным коэффициентом перехода, а $\alpha_{F_e F'_e}^e$ и $\alpha_{F_g F'_g}^g$ — коэффициентами смешивания для возбуждённого и основного состояний, соответственно. Круглые и фигурные скобки обозначают соответственно символы $3j$ и $6j$.

Для численных расчётов мы рассматриваем переход σ^+ линии D_1 атомов ^{87}Rb для обратной идентификации магнитного поля. Спектры перехода σ^+ линии D_1 ^{87}Rb при внешнем магнитном поле 24 (кривая 1) и 26 Гс (кривая 2) представлены на рис.4а при ширине лазерной линии 10 МГц. Всего существует 12 переходов, которые перекрываются при слабых магнитных полях. Высоочастотное крыло (рис.4б) и низкочастотное крыло (рис.4с) приведены отдельно для более наглядного отображения спектров. Очевидно, что изменение магнитного поля всего на 2 Гс приводит к заметному изменению атомного спектра.

На рис.4 переходы $F_g = 1, m_{F_g} = 1 \rightarrow F_e = 2, m_{F_e} = 2$ и $F_g = 1, m_{F_g} = 0 \rightarrow F_e = 2, m_{F_e} = 1$ обозначены v_1 и v_2 , а на Рис.4с переход $F_g = 2, m_{F_g} = -2 \rightarrow F_e = 2, m_{F_e} = -1$ обозначен как v_3 .

Когда используется только одна ячейка, предлагается измерить частотные расстояния между указанными переходами и вычислить отношение $R = (v_1 - v_2)/(v_2 - v_3)$. Сопоставив полученное значение с теоретической кривой,

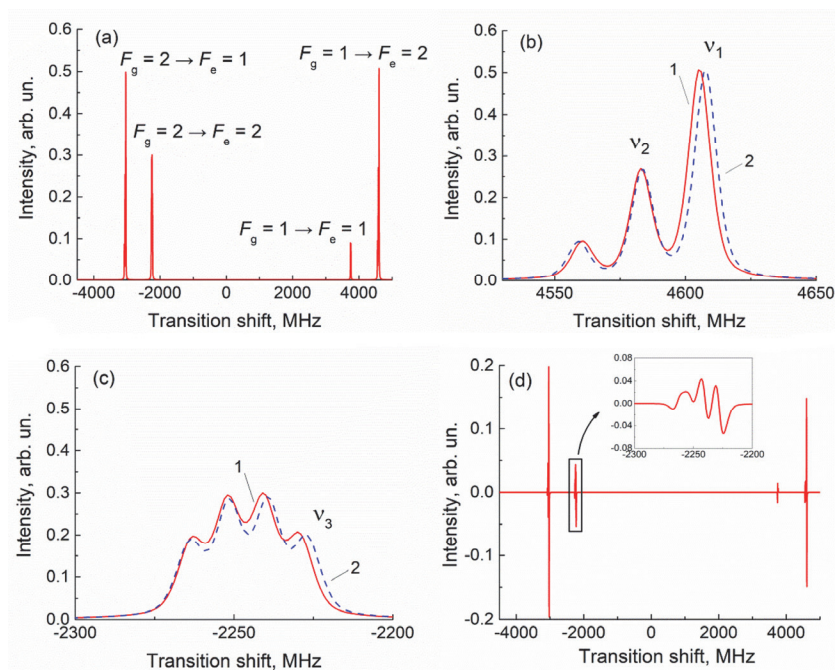


Рис.4. (а) Спектр перехода σ^+ линии D_1 атомов ^{87}Rb при внешнем магнитном поле 24 Гс. Спектры при 24 (кривая 1) и 26 Гс (кривая 2) для (b) высокочастотного крыла с частотами ν_1 и ν_2 переходов $F_g = 1, m_{F_g} = 1 \rightarrow F_e = 2, m_{F_e} = 2$ и $F_g = 1, m_{F_g} = 0 \rightarrow F_e = 2, m_{F_e} = 1$, соответственно; и (c) низкочастотное крыло с частотой ν_3 перехода $F_g = 2, m_{F_g} = -2 \rightarrow F_e = 2, m_{F_e} = -1$. (d) Разность спектров при 24 и 26 Гс, а на вставке увеличенный отрезок в интервале от -2300 до -2200 Гс.

можно определить величину искажённого магнитного поля.

Если используются две ячейки, регистрируются два спектра из двух различных точек, после чего определяется их разность. На рис.4d представлена разность спектров при магнитных полях 24 и 26 Гс. Эта разность позволяет заключить, что магнитное поле между катушками изменено внешним металлическим объектом.

Сравнение двух различных спектров повышает точность измерений. Изменение тока в катушках приводит к изменению магнитного поля в точке расположения ячейки. Вторая ячейка, помещённая в другом месте, взаимодействует с иным магнитным полем по сравнению с первой. Следовательно, дифференциальный сигнал может быть получен либо за счёт изменения постоянного тока в катушках (в случае одной ячейки), либо за счёт изменения геометрического положения (в случае двух ячеек).

Мы также рассмотрели линии D_1 и D_2 различных изотопов щелочных атомов: ^{85}Rb , ^{87}Rb , ^{133}Cs , ^{39}K , и ^{23}Na . Среди них переход σ^+ линии D_1 атомов ^{23}Na оказался наиболее подходящим для обратной идентификации магнитного поля. Сравнение отношения R для ^{23}Na и ^{87}Rb представлено на рис.5. Кривая для ^{23}Na возрастает быстрее, чем для ^{87}Rb , что упрощает более точное определение магнитного поля до 50 Гс с использованием натриевых атомов.

Однако мы не приводим детальный анализ для натрия из-за его ограниченной доступности, тогда как ячейки, заполненные рубидием, и лазеры на

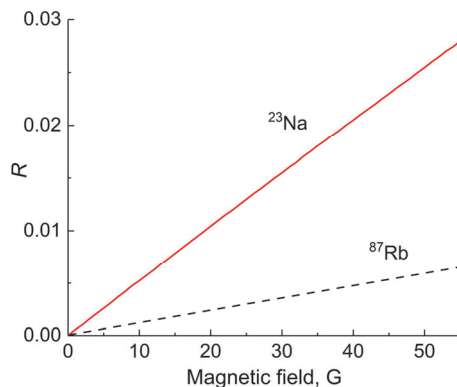


Рис.5. Отношение R частот переходов во внешнем магнитном поле для ^{87}Rb и ^{23}Na .

соответствующую длину волны встречаются значительно чаще.

Применение других физических процессов для детектирования магнитного поля, например эффекта Ханле, позволяет использовать более слабые электрические токи. Например, электрический ток порядка ~ 1 А создаёт магнитное поле величины $\sim 0.1\text{--}0.2$ мГс при протекании в катушках, ориентированных навстречу друг другу. Такое поле может быть зарегистрировано экспериментально в конфигурации Ханле [21, 22]. Исследование этой потенциальной модернизации оптических магнитометров для применения в системах контроля безопасности будет продолжено и подробно изложено в будущих публикациях.

4. Заключение

Мы рассчитали и промоделировали магнитное поле, создаваемое тремя парами медных катушек человеческого размера. Мы продемонстрировали изменение магнитного поля при помещении сравнительно небольшого железного шара между катушками. Мы показали, каким образом это изменение магнитного поля может быть обнаружено с использованием зеемановского сдвига, возникающего при резонансном взаимодействии щелочных атомов со светом. Предложен алгоритм для измерения изменения магнитного поля, вызванного внешним объектом, в конфигурации с одной ячейкой. В случае использования двух ячеек могут быть зарегистрированы спектры в двух разных точках вблизи катушек и проанализирована их разность.

Изменение токов в катушках или добавление второй ячейки создаёт дифференциальный сигнал, повышающий точность измерений. Устойчивость нашего подхода заключается в его способности извлекать информативные данные из экспериментальных спектров без необходимости прямого опорного спектра. Такой метод повышает надёжность и универсальность идентификации магнитного поля в различных условиях.

Авторы выражают благодарность проф. Д. Саркисяну и д-ру А. Саргсяну за ценные обсуждения и комментарии.

Работа поддержана проектом НАТО Science for Peace and Security (N G5794), а также Комитетом по высшему образованию и науке Республики Армения (проекты № 24-2PTS-1C003, 24-2PTS-1C004).

ЛИТЕРАТУРА

1. **D. Budker, D.F.J. Kimball.** Optical Magnetometry, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2013.
2. **E. Arimondo, M. Inguscio, P. Violino.** Rev. Mod. Phys., **49**, 31 (1977).
3. **D. Budker, W. Gawlik, D.F. Kimball, S.M. Rochester, V.V. Yashchuk, A. Weis.** Rev. Mod. Phys., **74**, 1153 (2002).
4. **M.S. Safronova, D. Budker, D. DeMille, D.F.J. Kimball, A. Derevianko, C.W. Clark.** Rev. Mod. Phys., **90**, 025008 (2018).
5. **A. Tonoyan, A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, C. Leroy, M. Auzinsh, A. Papoyan, D. Sarkisyan.** Europhysics Lett., **121**, 53001 (2018).
6. **A. Sargsyan, D. Sarkisyan.** J. Applied Spectroscopy, **92**, 1008 (2025).
7. **T. Wang, W. Lee, M. Limes, T. Kornack, E. Foley, M. Romalis.** Nature Communications, **16**, 1374 (2025).
8. **J.M. Taylor, P. Cappellaro, L. Childress, L. Jiang, D. Budker, P.R. Hemmer, A. Yacoby, R. Walsworth, M.D. Lukin.** Nature Physics, **4**, 810 (2008).
9. **G. Bison, N. Castagna, A. Hofer, P. Knowles, J.L. Schenker, M. Kasprzak, H. Saudan, A.Weis.** Appl. Phys. Lett., **95**, 173701 (2009).
10. **S. Taue, Y. Sugihara, T. Kobayashi, S. Ichihara, K. Ishikawa, N. Mizutani.** IEEE Transactions on Magnetics, **46**, 3635 (2010).
11. **A. Beaumont, D. Giloteaux, A.V. Matheoud, M. Buzio, G. Boero.** Rev. Scientific Instruments, **91**, 105001 (2020).
12. **J.V. Wallbank, M. Amodeo, A. Beaumont, M. Buzio, V. Di Capua, C. Grech, N. Sammut, D. Giloteaux.** Electronics, **10**, 2140 (2021).
13. **D. Budker, M. Romalis.** Nature Physics, **3**, 227 (2007).
14. **A. Sheinker, L. Frumkis, B. Ginzburg, N. Salomonski, B.-Z. Kaplan.** IEEE Transactions on Magnetics, **45**, 160 (2009).
15. **D. Sarkisyan, D. Bloch, A. Papoyan, M. Ducloy.** Opt. Commun., **200**, 201 (2001).
16. **A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, D. Sarkisyan.** Europhysics Lett., **110**, 23001 (2015).
17. **S.H.C.E. Edmund.** The Magnetic Field of a Finite Solenoid (Technical Note D-465). National Aeronautics and Space Administration, Washington, USA, 1960.
18. **A. Kastler.** Phys. Bl., **30**, 394 (1974).
19. **P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Theriault, M. Breton, J. Beaubien, N. Cyr.** Phys. Rev. A, **42**, 2766 (1990).
20. **A. Sargsyan, A. Amiryan, A. Tonoyan, E. Klinger, D. Sarkisyan.** Phys. Lett. A, **390**, 127114 (2021).
21. **H.J. Lee, H.S. Moon.** J. Opt. Soc. Am. B, **30**, 2301 (2013).
22. **H. Moon, H. Kim.** Opt. Express. **22**, 18604 (2014).

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՄԱԳՆԵՏՈՄԵՏՐԻԱ ՄԱՐԴԱԶԱՓ ՀԵԼՄՀՈԼՑԻ ԿԾԻԿՆԵՐՈՒՄ
ԱՌԱՋԱՑՎՈՂ ԱՐՏԱԾԻՆ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

Ա. ՏՈՆՈՅԱՆ, Ա. ՊԱՊՈՅԱՆ, Ա. ԳՈԳՅԱՆ

Ներկայացնում ենք մարդու չափերի պղնձյա կոճերի կողմից առաջացվող մագնիսական դաշտի փոփոխությունների մոդելավորումը և վերլուծությունը, երբ դրանց մերձակայքում տեղակայվում են մետաղական առարկաներ: Մագնիսական դաշտի փոփոխությունը արդյունավետորեն կարող է հայտնաբերվել Ջեմանի երևույթի միջոցով, երբ լույսը ռեզոնանսային կերպով փոխազդում է նանոմետրական կամ միկրոմետրական հաստությամբ բջիջներում գտնվող ալկալի ատոմների հետ: Այդ փոփոխությունները ճշգրիտ գնահատելու համար վերլուծում ենք լույս-ատոմ փոխազդեցության սպեկտրները մագնիսական դաշտի ներկայությամբ և ներկայացնում ալգորիթ, որի միջոցով հնարավոր է չափել համեմատաբար փոքր երկայթյա գնդիկի առաջացրած մագնիսական դաշտի փոփոխությունները: Մոտեցման հիմնական առավելությունը կայանում է դրա կայունության մեջ. այն թույլ է տալիս ստանալ կարևոր տեղեկատվություն փորձարարական սպեկտրներից՝ առանց լրացուցիչ սպեկտրի անհրաժեշտության:

OPTICAL MAGNETOMETRY OF INDUCED EXTRINSIC MAGNETIC FIELDS
IN HUMAN-SIZED HELMHOLTZ COILS

A.Y. TONoyAN, A.V. PAPOYAN, A.L. GOGYAN

We present simulation and analysis of the magnetic field evolution generated by human-sized copper coils when extrinsic metallic objects are introduced in their proximity. The magnetic field variation can be effectively detected by leveraging the Zeeman effect, when light interacts resonantly with alkali atoms confined in nanometric or micrometric thin cells. To precisely quantify these changes, we analyse spectra of light-atom interaction in the presence of a magnetic field and introduce an algorithm capable of measuring magnetic field variations induced by a relatively small iron sphere. The key strength of our approach lies in its robustness, as it can extract meaningful information from experimental spectra without requiring a direct reference spectrum.