

07.4

## **Возбуждение нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике под действием терагерцевых импульсов накачки**

© А.Р. Сафин<sup>1,2</sup>, М.В. Логунов<sup>1</sup>, С.А. Никитов<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет „МЭИ“, Москва, Россия

<sup>3</sup> Московский физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

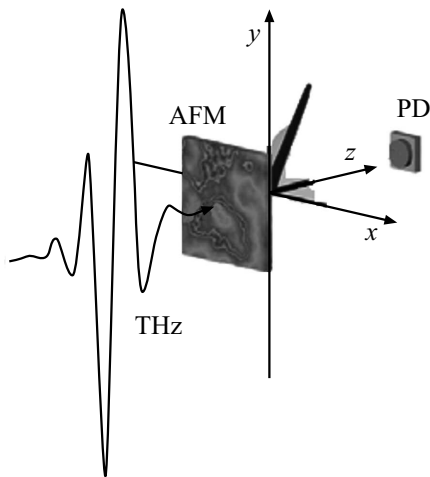
E-mail: arsaфин@gmail.com

*Поступило в Редакцию 3 сентября 2018 г.*

Представлена модель возбуждения нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике под действием терагерцевых импульсов электромагнитного поля. Показано, что с ростом амплитуды импульса накачки величина отклика спиновой системы линейно растет на основной (резонансной) квазиантиферромагнитной моде и квадратично на второй гармонике. Проведено сопоставление полученных теоретически зависимостей интенсивностей амплитуд отклика образца на основной моде и на второй гармонике с экспериментальными, свидетельствующее в пользу применимости развитого метода анализа происходящих под действием терагерцевых электромагнитных импульсов динамических процессов в антиферромагнетиках.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.24.47037.17512

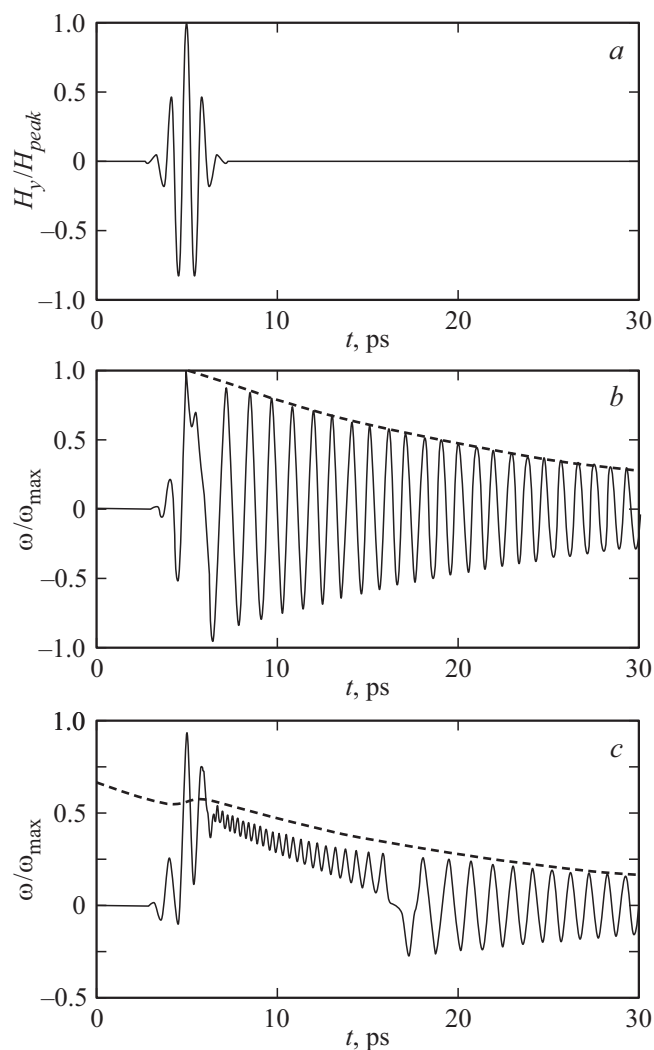
Терагерцевые (THz) технологии привлекают внимание исследователей благодаря перспективам их применения в биомедицине, астрофизике, телекоммуникациях, системах неразрушающего контроля и т. д. [1,2]. Для генерации и детектирования THz-волн предлагаются различные варианты использования магнитных наноструктур [2–5]. Одним из наиболее активно исследуемых направлений в этой области является генерация THz-волн в антиферромагнетиках под действием фемтосекундных лазерных импульсов [3,6]. В последние годы развивается новый



**Рис. 1.** Упрощенная схема возбуждения антиферромагнетика (AFM) THz-импульсами накачки и регистрации отклика спиновой системы AFM с помощью фотодетектора (PD).

метод возбуждения колебаний в антиферромагнетиках с помощью THz-электромагнитных импульсов [7–10]. В этом случае происходит прямое зеемановское взаимодействие магнитного компонента импульса накачки со степенями свободы спиновой системы антиферромагнетика. Несмотря на большое количество экспериментальных работ [3,7–10], многие теоретические вопросы [11], связанные с возбуждением колебаний спинов в антиферромагнетиках под действием THz-импульсов, не исследованы. Весьма интересно экспериментальное обнаружение нелинейного отклика спиновой системы антиферромагнетика — оксида никеля NiO [10], что важно для разработки устройств хранения и обработки информации. Целью настоящей работы является построение теоретической модели возбуждения нелинейных когерентных колебаний спинов в антиферромагнетике при изменении амплитуды и частоты импульса накачки без учета взаимодействия Дзялошинского–Мория (что справедливо, например, для NiO).

Для построения модели используем упрощенную схему проведения эксперимента „накачка–зондирование“ (рис. 1; подробнее см. в [7,10]),



**Рис. 2.** Терагерцевый импульс накачки с частотой  $\Omega/2\pi = 1$  THz, шириной импульса  $\sigma = 1$  ps, временем задержки огибающей импульса  $t_0 = 5$  ps (a) и численное решение дифференциального уравнения (5) для откликов спиновой системы антиферромагнетика  $\omega/\omega_{max} = (1/\omega_{max})d\varphi/dt$  на импульсы накачки с амплитудами 0.1 (b) и 0.4 Т (c).

при которой линейно поляризованный ТГц-импульс накачки подается на исследуемый образец — тонкую пленку или пластину антиферромагнетика. На некотором расстоянии  $d$  от образца находится фотодетектор PD (photodetector), с помощью которого благодаря зондирующему фемтосекундному импульсу лазера (на рис. 1 для упрощения не показан, так же как и ряд элементов поляризационной оптики) с регулируемой относительно импульса накачки задержкой регистрируется отклик спиновой системы образца.

Осциллограмма зондирующего импульса с частотой накачки  $\Omega/2\pi$  в 1 ТГц при амплитуде импульса  $\mu_0 H_{peak} = 0.4$  Т представлена на рис. 2, а. Форму импульса магнитного поля  $\mathbf{H}(t)$  опишем с помощью функции Гаусса с ТГц-заполнением и линейной поляризацией вдоль оси  $y$

$$\mathbf{H}(t) = H_{peak} \exp \left[ -\left( \frac{t - t_0}{\sigma} \right)^2 \right] \cos(\Omega(t - t_0)) \mathbf{y}, \quad (1)$$

где  $t_0$  — время задержки огибающей импульса,  $\sigma$  — ширина импульса, для которого при  $t = t_0 + \sigma$  значение огибающей  $\mathbf{H}(t)$  уменьшается в  $e$  раз.

Рассмотрим динамику спиновой переориентации в антиферромагнетике под действием ТГц-импульсов с помощью широко используемой в теории антиферромагнетизма сигма-модели [12,13]. Для этого от исходных уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта для намагниченностей подрешеток  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  нужно провести переход к динамической переменной  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ . Здесь  $M_0$  — намагниченность насыщения, причем суммарная намагниченность  $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$  ( $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$ ) является малой величиной. Она выражается через вектор  $\mathbf{l}$  и его производную по времени в виде

$$H_{ex} \mathbf{m} = \mathbf{H}_{eff} - \mathbf{l}(\mathbf{H}_{eff} \cdot \mathbf{l}) + \frac{1}{\gamma} \left( \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \times \mathbf{l} \right), \quad (2)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $H_{ex}$  — обменное поле взаимодействия подрешеток,  $\mathbf{H}_{eff}$  — эффективное поле, учитывающее анизотропию и внешнее переменное поле  $\mathbf{H}(t)$ . Внешнее постоянное магнитное поле в данной модели учитывать не будем, так как характерные значения постоянных магнитных полей, при которых происходит изменение магнитной динамики антиферромагнетиков на ТГц-частотах,

составляют десятки тесла. Последнее слагаемое в (2) описывает динамическую часть суммарной намагниченности  $\mathbf{m}$ , которую необходимо учитывать при описании динамики вектора  $\mathbf{l}$  [12]. Параметризуем вектор  $\mathbf{l}$  через полярный  $\theta$  и азимутальный  $\varphi$  углы в сферической системе координат

$$l_z = \cos \theta, \quad l_x = \sin \theta \cos \varphi, \quad l_y = \sin \theta \sin \varphi. \quad (3)$$

Из экспериментальных данных [4] известно, что вектор  $\mathbf{l}$  наклонен к полярной оси  $\mathbf{z}$  практически при постоянном значении угла  $\theta = \theta_0$ , и описание динамики можно проводить только относительно азимутального угла  $\varphi(t)$ . Варьирование лагранжиана

$$L[\mathbf{l}] = \frac{\hbar}{2\gamma H_{ex}} \left( \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right)^2 - W_a(\mathbf{l}) - \frac{\hbar}{H_{ex}} \left( \mathbf{H}_{eff} \cdot \left[ \mathbf{l} \times \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right] \right) \quad (4)$$

по углу  $\varphi(t)$  при  $\theta = \text{const}$  позволяет получить уравнение второго порядка [11] для  $\varphi(t)$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \alpha\omega_{ex} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{AFMR}^2}{2} \sin 2\varphi = \omega_{ex} \frac{d\omega(t)}{dt}, \quad (5)$$

где  $\alpha = 6 \cdot 10^{-4}$  (для NiO) — константа затухания Гильберта,  $\omega_{ex} = \gamma H_{ex} = 2\pi \cdot 27.4 \text{ THz}$ ,  $\omega_{AFMR}^2 \approx 2\omega_{ex}\omega_{a1} = 2\pi \cdot 1.1 \text{ THz}$  — частота квазиантиферромагнитного резонанса ( $\omega_{a1} = \gamma H_{a1} = 2\pi \cdot 23 \text{ GHz}$  — частота, связанная с полем анизотропии),  $\omega(t) = \gamma H(t)$ . Константа затухания и резонансные частоты взяты из [6,13].

На рис. 2, b, c представлены результаты решения уравнения (5)  $\omega/\omega_{\max} = (1/\omega_{\max})d\varphi/dt$  для двух значений амплитуд импульса накачки (0.1 и 0.4 Т соответственно), построенные путем численного интегрирования. Как видно, с повышением амплитуды импульса накачки в функции  $d\varphi/dt$  явно проявляются гармоники, что обусловлено нелинейностью системы (5). Поскольку в экспериментах регистрируется форма огибающей отклика системы, приведем здесь методику ее теоретического нахождения.

Выражение (5) представляет собой уравнение нелинейного маятника с вынуждающей силой гироскопического типа [14] и может быть исследовано с помощью стандартных методов теории нелинейных колебаний.

Будем искать решение  $\varphi(t)$  в виде отклика на частоте вынуждающих колебаний

$$\varphi(t) = \Omega t + \beta_0 + \beta_1 \sin(\Omega t), \quad (6)$$

где  $\beta_1(t)$  — комплексная амплитуда колебаний, медленно зависящая от времени (огibaющая),  $\beta_0$  — некоторая постоянная фаза, подлежащая определению. Подставляя (6) в (5), разлагая нелинейный член в (5) в ряд Фурье и комбинируя слагаемые, получим следующие нелинейные уравнения для определения  $\beta_0$  и  $\beta_1$ :

$$2\Omega \frac{d\beta_1}{dt} + \alpha\omega_{ex}\Omega\beta_1 - \omega_0^2(J_0(\beta_1) + J_2(\beta_1))J_1(\beta_1) \sin 2\beta_0 = \omega_H\omega_{ex}[f'(t) \cos \Omega t_0 - \Omega f(t) \sin \Omega t_0], \quad (7)$$

$$\alpha\omega_{ex}\Omega + 0.5\omega_0^2 J_1^2(\beta_1) \sin 2\beta_0 = 0. \quad (8)$$

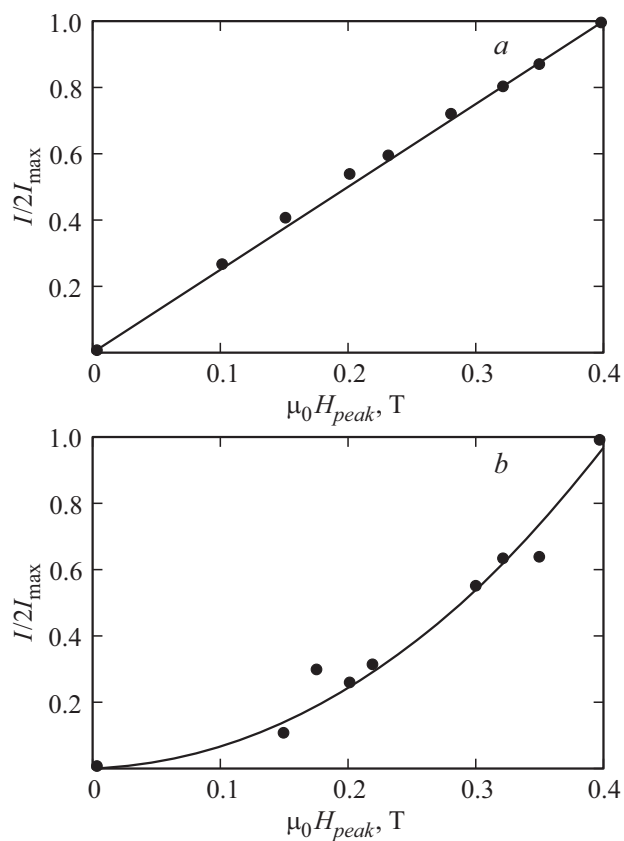
Здесь  $J_n(\beta)$  — функция Бесселя  $n$ -го порядка,  $f(t) = \exp[-(\frac{t-t_0}{\sigma})^2]$  — огibaющая зондирующего импульса,  $\omega_H = \gamma\mu_0 H_{peak}$ .

Результаты решения укороченных уравнений (7), (8) для производной  $d\varphi/dt$  представлены на рис. 2, *b, c* в сравнении с решением исходного уравнения (5). Таким образом, полученное уравнение для огibaющей является адекватным приближением исходной модели (5) при изучении откликов системы на ТГц-импульсы накачки.

В эксперименте [10] с помощью фотодетекторов регистрировали квадрат отклика электрического поля  $E_z^2(t)$  антиферромагнетика. В предлагаемой модели  $E_z^2(t)$  рассчитывали с помощью последовательного решения уравнения Максвелла внутри и вне образца в частотной области, сшивая решений на границе (см. подробнее в [1,14]) и применения обратного преобразования Фурье

$$E_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_0\omega \cdot \tilde{m}_z(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (9)$$

где  $\tilde{m}_z(\omega)$  — преобразование Фурье  $z$ -компоненты суммарного вектора намагниченности, рассчитываемого по (2) с учетом (3), (5);  $R_0$  — нормировочный параметр, зависящий от свойств образца (толщины, размеров, показателя преломления). На рис. 3 представлены нормированные значения интенсивностей амплитуд спектров  $I = E_z^2$  на основной



**Рис. 3.** Зависимости нормированной амплитуды отклика спиновой системы антиферромагнетика  $I/2I_{\max}$  (на примере оксида никеля) от величины амплитуды импульса накачки  $\mu_0 H_{peak}$  на квазиантиферромагнитной моде 1 THz (a) и на второй гармонике 2 THz (b). Точками показаны результаты эксперимента [10].

квазиантиферромагнитной моде и на второй гармонике как функции амплитуды импульса накачки. С ростом амплитуды THz-импульса накачки величина отклика спиновой системы линейно растёт на основной квазиантиферромагнитной моде и квадратично на второй гармонике, что связано с нелинейностью системы. Точками на рис. 3 показаны

результаты эксперимента [10]. Как видно из рисунка, рассчитанные с помощью предлагаемой теоретической модели зависимости согласуются с экспериментальными данными.

Таким образом, в работе развита теория возбуждения нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике под действием THz-импульсов электромагнитного поля при изменении частоты и амплитуды THz-импульса. Показано, что, согласно предлагаемой модели, с ростом амплитуды THz-импульса накачки величина отклика спиновой системы линейно растет на основной (резонансной) квазиантиферромагнитной моде и квадратично на второй гармонике. Предлагаемая математическая модель может использоваться для анализа нелинейных процессов широкого класса антиферро- и ферримангнетиков [15].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской Федерации (соглашение № 074-02-2018-286), гранта РФФИ (№ 18-57-76001) и программы Президиума РАН № 9 „Терагерцовая оптоэлектроника и спинтроника“.

## Список литературы

- [1] Zhang X.-C., Xu J. Introduction to THz wave photonics. Springer, 2010. 246 p. [Чжан С.-Ч., Сю Д. Терагерцовая фотоника, М.–Ижевск: ИКИ, 2016. 334 с.].
- [2] Dillon S.S., Vitiello M., Linfield E.H., Davies A., Hoffman M., Booske J., Paoloni C., Gensh M., Weightman P., Williams G., Castro-Camus E., Cumming D., Simoens F., Escorcia-Carranzal I., Grant J., Lucyszyn S., Kuwata-Gonokami M., Konishi K., Koch M., Schmuttenmaer C., Cocker T., Huber R., Markelz A., Taylor Z., Wallace W., Zeitler J., Sibik J., Korter T., Ellison B., Rea S., Goldsmith P., Cooper K., Appleby R., Pardo D., Huggard P., Krozer V., Shams H., Fice M., Renaud C., Seeds A., Stöhr A., Naftaly M., Ridler N., Clarke R., Cunningham J., Johnston M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 043001.
- [3] Baltz V., Manchon A., Tsoi M., Moriyama T., Ono T., Tserkovnyak Y. // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90. P. 015005.
- [4] Walowski J., Münzenberg M. // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. P. 140901.
- [5] Вилков Е.А., Дюжиков И.Н., Зайцев-Зотов С.В., Логунов М.В., Никитов С.А., Сафионов С.С., Чигарев С.Г. // Радиотехника и электроника. 2018. Т. 63. № 9. С. 953–965.
- [6] Satoh T., Cho S.-J., Iida R., Shimura T., Kuroda K., Ueda H., Ueda Y., Ivanov B.A., Nori F., Fiebig M. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 077402.



- [7] *Kampfrath T., Sell A., Klatt G., Pashkin A., Mährlein S., Dekorsy T., Wolf M., Fiebig M., Leitenstorfer A., Huber R.* // *Nature Photon.* 2010. V. 5. P. 31–34.
- [8] *Kovalev S., Wang Z., Deinert J.-C., Awari N., Chen M., Green B., Germanskiy S., de Oliveira T.V.A.G., Lee J.S., Deac A., Turchinovich D., Stojanovic N., Eisebitt S., Radu I., Bonetti S., Kampfrath T., Gensch M.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. V. 51. P. 114007.
- [9] *Baierl S., Hohenleutner M., Kampfrath T., Zvezdin A.K., Kimel A.V., Huber R., Mikhaylovskiy R.V.* // *Nature Photon.* 2016. V. 10. P. 715–718.
- [10] *Baierl S., Mentink J.H., Hohenleutner M., Braun L., Do T.-M., Lange C., Sell A., Fiebig M., Woltersdorf G., Kampfrath T., Huber R.* // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 117. P. 197201.
- [11] *Bocklage L.* // *Sci. Rep.* 2016. V. 6. P. 22767.
- [12] *Иванов Б.А.* // *ФНТ.* 2014. Т. 40. № 2. С. 119–138.
- [13] *Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшенин В.В., Мирсаев И.Ф., Николаев В.В.* Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. М.: Физматлит, 2001. 560 с.
- [14] *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. НИЦ „Регулярная и хаотическая динамика“, 2000. 560 с.
- [15] *Mikhaylovskiy R.V., Hendry E., Secchi A., Mentink J.H., Eckstein M., Wu A., Pisarev R.V., Kruglyak V.V., Katsnelson M.I., Rasing T.H.M., Kimel A.V.* // *Nature Commun.* 2015. V. 6. P. 8190.