

УДК 537.622.5

PACS: 75.50.Ee

Спин-инжекционный механизм возбуждения собственной намагниченности в антиферромагнитной нанопленке

А. И. Панас, С. Г. Чигарев, Е. А. Вилков, О. А. Бышевский-Конопко

Цель работы – показать возможность возбуждения индуцированной (собственной) намагниченности в антиферромагнитной (АФМ) нанопленке магнитного перехода (МП), а также рассмотреть вопрос его практического применения при создании спин-инжекционных источников ТГц сигнала. Приведено физическое обоснование рассматриваемого процесса за счет скашивания подрешеток АФМ под действием спин-поляризованного тока, инжектируемого из ферромагнитного (ФМ) слоя вследствие sd -обменного взаимодействия спинов электронов проводимости с d -электронами кристаллической решетки. Приведены соотношения для определения частоты и мощности излучаемого сигнала. На примере работы ТГц спин-инжекционного излучателя, использующего «метaperеход» с МП ФМ-АФМ, показана практическая значимость рассматриваемого эффекта. Экспериментально показана нетепловая природа излучения в МП ФМ-АФМ на частотах ~ 16 ТГц с уровнем мощности сотни мкВт, а также влияние на процессы в метaperеходе внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: антиферромагнетик, спиновая инжекция, спин-поляризованный ток, спин-флип переход, ТГц излучение, мощность излучения, FeMn.

Ссылка: Панас А. И., Чигарев С. Г., Вилков Е. А., Бышевский-Конопко О. А. // Прикладная физика. 2020. № 5. С. 16.

Reference: A. I. Panas, S. G. Chigarev, E. A. Vilkov, and O. A. Byshevski-Konopko, Applied Physics, No. 5, 16 (2020).

Введение

Интерес к АФМ как одному из слоев МП, используемых в спинтронике, связан с тем, что пленки АФМ устойчивы к возмущениям от внешних магнитных полей, не создают рассеянных полей, имеют сверхбыструю динамику [1–3].

В настоящее время ряд работ посвящены процессу перехода АФМ в ФМ и его приме-

нения для генерирования электромагнитных колебаний диапазона 1–30 ТГц на основе механизма sd -обменного взаимодействия [4–8]. В [9–15] теоретически и экспериментально исследовалось влияние тока в МП ФМ–АФМ на структуру АФМ. Практическая значимость sd -обменного механизма и связь излучения с инжекцией спинов током в МП показана в работах [16–20]. На основе экспериментальных исследований спин-инжекционных излучате-

Панас Андрей Иванович¹, зам. директора, профессор, д.ф.-м.н.

Чигарев Сергей Григорьевич², в.н.с., к.ф.-м.н.

Вилков Евгений Александрович², в.н.с., профессор РАН, д.ф.-м.н.

Бышевский-Конопко Олег Анатольевич², с.н.с., к.ф.-м.н.

¹ Научно-производственное предприятие «ИСТОК» им. А. И. Шокина.

Россия, 141190, Московская обл., г. Фрязино,

ул. Вокзальная, 2а.

E-mail: aipanas@istokmw.ru

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН. Россия, 141190, Московская обл., г. Фрязино, пл. Введенского, 1.

Статья поступила в редакцию 24 августа 2020 г.

© Панас А. И., Чигарев С. Г., Вилков Е. А., Бышевский-Конопко О. А., 2020

лей ТГц диапазона с АФМ пленками в МП [21, 22] была предсказана возможность возникновения собственной намагниченности в АФМ слое за счет скашивания его подрешеток спинами, инжектируемыми из ФМ слоя током сравнительно малой величины.

Использование АФМ слоев в излучателях ТГц диапазона привлекательно тем, что зависимость от тока собственной намагниченности АФМ плёнок дает возможность уменьшать пороговую плотность тока [4], а также перестраивать частоту сигнала [5]. Несмотря на то, что эффект возникновения собственной намагниченности АФМ пленки был экспериментально подтвержден в [23], представляет интерес его дальнейшее исследование для практического применения. Целью данной статьи является обоснование изменения АФМ состояния нанопленки «метaperехода» в ФМ под действием спин-поляризованного тока и возбуждения при этом ТГц излучения имеющего нетепловую, магнитную природу.

Обоснование рассматриваемого процесса

Возникновение индуцированной намагниченности \vec{M}_z в АФМ слое МП за счет скашивания его магнитных подрешеток, под действием спинов, инжектируемых током из ФМ слоя, рассмотрим на основе решения уравнения движения подрешеток с учетом затухания [4]

$$\frac{\partial \vec{M}_i}{\partial t} - \frac{\kappa}{M_0} \left[\vec{M}_i \times \frac{\partial \vec{M}_i}{\partial t} \right] + \gamma \left[\vec{M}_i \times H_{ef}^i \right] = 0. \quad (1)$$

Здесь \vec{M}_i – намагниченность подрешетки; $i = 1, 2$ – индексы подрешеток АФМ слоя; M_0 – модуль намагниченности подрешетки; γ – гиромагнитное отношение; κ – коэффициент затухания Гильберта.

По определению эффективное поле H_{ef}^i , входящее в (1) и действующее на i подрешетку [27], равно вариационной производной от энергии

$$H_{ef}^i = - \frac{\partial W}{\partial \vec{M}_i}. \quad (2)$$

Для определения интересующего нас эффекта, подставим в (2), согласно [4], энер-

гию sd -обменного взаимодействия $w_{sd} = -\alpha_{sd} \left[(\vec{M}_1 + \vec{M}_2) \vec{m} \right]$. Здесь α_{sd} – постоянная sd -обмена; \vec{m} – вектор намагниченности электронов проводимости.

Решение уравнения (1), полученное в [4], имеет вид

$$\vec{M}_z = \frac{H_z + P_{sd} / \gamma}{\Lambda + (\beta - \beta') / 2}. \quad (3)$$

Здесь H_z – внешнее магнитное поле; Λ – константа однородного обмена; β, β' – константы анизотропии; P_{sd} – параметр, учитывающий инжекцию спинов, то есть sd -обменное взаимодействие. Согласно [5, 18]

$$P_{sd} = \frac{\gamma \alpha_{sd} \mu_B \tau Q}{e L_{AFM}} j, \quad (4)$$

где j – плотность тока; τ – время спиновой релаксации; μ_B – магнетон Бора; $Q = (\sigma_{\downarrow} - \sigma_{\uparrow}) / \sigma$ – степень спиновой поляризации проводимости; $\sigma_{\downarrow\uparrow}$ и σ – парциальная и полная проводимости; e – заряд электрона; L_{AFM} – протяженность АФМ слоя.

Анализ уравнений (3) и (4) показывает возможность возникновения в АФМ индуцированного магнитного поля в отсутствие внешнего магнитного поля H_z только за счет тока плотности j и степени спиновой поляризации проводимости $Q \sim \bar{P}$, где равновесная

спиновая поляризация $\bar{P} = \frac{n_{\downarrow} - n_{\uparrow}}{n_{\downarrow} + n_{\uparrow}}$, а $n_{\downarrow}, n_{\uparrow}$ – парциальные концентрации спинов, параллельных (\downarrow) и антипараллельных (\uparrow) намагниченности ферромагнетика \vec{M}_{FM} .

Таким образом, под действием спин-поляризованного тока АФМ слой (рабочая область) превращается в магнетик с иными, чем в инжекторе (ФМ слой) магнитными свойствами [23]. Далее используем результаты исследований по формированию ТГц излучения в МП ФМ-ФМ [16, 25]. Согласно им, при переходе из инжектора уравновешенного по спинам тока, с равновесной спиновой поляризацией \bar{P}_1 , в рабочую область с иными маг-

нитными свойствами и иным значением \bar{P}_2 , в последней возникают энергетически возбужденные, неуравновешенные по спину электроны проводимости, определяемые соотношением $P = \bar{P}_2 + \Delta P$, где P – неравновесная спиновая поляризация [25], ΔP – отклонение спиновой поляризации от равновесного значения в рабочей области \bar{P}_2 . Наибольшего значения ΔP достигает на границе магнитных слоев, и при $j/j_D \ll 1$ оно определяется следующим соотношением

$$\Delta P(0) = \frac{\bar{P}_1 \cos \varphi - \bar{P}_2}{j_D} j. \quad (5)$$

Здесь φ – угол между векторами намагниченности магнитных слоев, а $j_D = enD/l = enl/\tau$, $D = l^2/\tau$ – эффективный коэффициент диффузии, l – длина спиновой релаксации. Изменение энергий спин-энергетических подзон происходит быстрее изменения их спинового состояния, что приводит к образованию в каждой из подзон квазиуровней Ферми ε_\downarrow и ε_\uparrow , смещенных относительно равновесного уровня ε_F [21] на величину, определяемую соотношениями

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon_\uparrow = \\ = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \left| \left(\frac{1 - P_2 - \Delta P}{2} \right)^{2/3} - \left(\frac{1 - P_2}{2} \right)^{2/3} \right|, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon_\downarrow = \\ = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \left| \left(\frac{1 + P_2}{2} \right)^{2/3} - \left(\frac{1 + P_2 + \Delta P}{2} \right)^{2/3} \right|. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь \hbar – приведенная постоянная Планка, m – масса электрона. Энергетически возбужденные электроны, осуществляют спин-флип переходы с излучением кванта энергии частотой

$$\nu \equiv \frac{\Delta\varepsilon_\downarrow + \Delta\varepsilon_\uparrow}{2\pi\hbar} = \frac{|\varepsilon_\downarrow - \varepsilon_F| + |\varepsilon_\uparrow - \varepsilon_F|}{2\pi\hbar}. \quad (8)$$

Учитывая, что $\nu > 0$, в соотношении (10) введены знаки модуля.

Мощность излучения для практически значимого случая $|I| p_{F\uparrow} < \hbar\nu_s$, где ν_s – частота спиновой релаксации [16], определяется как

$$\begin{aligned} R_{st} = \frac{6\pi^2 e^2 \mu (n_\uparrow - n_\downarrow)}{n_{cp}^2 \omega \hbar \nu_s} N_p \left(\frac{\partial I}{\partial p_i} \right)^2 \times \\ \times (\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \cos^2 \theta \sin^2 \theta), \end{aligned} \quad (9)$$

где θ – разность углов отклонения векторов намагниченностей слоев от оси z (с учетом малости толщины слоев $\theta \sim 0$), μ и n_{cp} – магнитная проницаемость и показатель преломления среды соответственно, N_p – плотность фотонов внешнего магнитного поля, $|I| = \frac{\partial I}{\partial p_0}$, $p_{F\uparrow}$ – импульс Ферми в энергетически возбужденной подзоне, I – энергия обменного взаимодействия. Тогда, с использованием уравнения (9), полную мощность излучения единичного МП можно определить как $W = R_{st} \hbar \nu$.

Увеличить мощности спин-инжекционного излучателя возможно, используя структуру, которая включала бы множество МП. Как один из вариантов такого излучателя ниже рассмотрен излучатель со структурой типа «метaperеход», подробно описанный в [26, 27].

Его структура представлена на рис. 1. Она образована неперкалрированными столбиками Fe высотой 15–20 нм и диаметром 50–70 нм, находящимися на расстоянии 10–15 нм друг от друга. Столбики нанесены на диэлектрическую подложку толщиной 500 мкм и покрыты сверху слоем FeMn толщиной до $\Delta \sim 30$ нм. Для подачи напряжения на МП предусмотрены контактные площадки. Расстояние между ними $L = 100$ мкм, ширина «метaperехода» $D = 200$ мкм. Использование в МП спин-инжекционного излучателя АФМ пленки обусловлено не только вышеперечисленными причинами, но и тем, что удельное сопротивление FeMn на порядок больше удельного сопротивления Fe. Это приводит к эффекту «фокусировки» тока в столбики Fe, что совместно с малыми геометрическими

размерами МП на столбиках обеспечивает необходимую плотность тока в МП для функционирования единичного мини-излучателя. Ниже приведены экспериментальные результаты исследования такой структуры, говорящие о возникновении в АФМ пленке ФМ свойств и возбуждения в ней за счет этого ТГц излучения, имеющего нетепловую, магнитную природу.

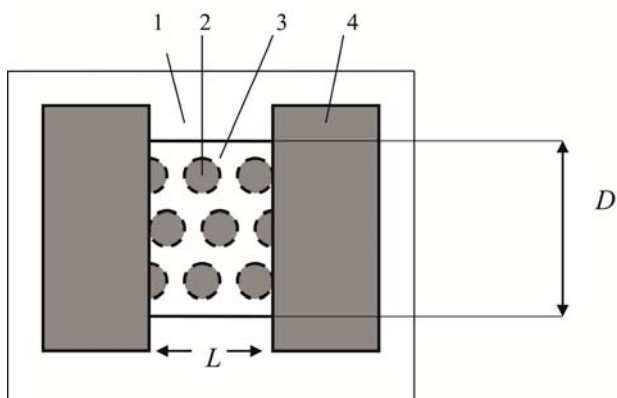


Рис. 1. Излучатель с «метапериодом». 1 – диэлектрическая подложка; 2 – столбики Fe; 3 – покрывающий столбики слой АФМ FeMn; 4 – контактные площадки; L и D – габариты метапериода.

Экспериментальное подтверждение

Исследуемый в работе диапазон частот (7–30 ТГц) находится в области максимума теплового излучения физических тел. Для установления нетепловой природы излучения в метапериоде, были проанализированы осциллограммы фронта нарастания мощности сигнала для структуры со столбиками Fe и структуры без столбиков. Излучение регистрировалось оптоакустическим приемником (ячейкой Голя) и визуализировался на цифровом осциллографе.

На рис. 2, а представлена осциллограмма для излучателя с метапериодом, когда время установления сигнала ~ 0,1 с соответствует скорости отклика аппаратуры, намного превышающей время спин-флип перехода. Время установления сигнала для перехода без столбиков (рис. 2, б) ~ 5 с, что соответствует тепловому процессу. Различие времен установления сигналов показывает нетепловую природу спин-инжекционного излучения.

Магнитная природа спин-инжекционного излучения должна проявляться в зависимости мощности излучения от воздействия внешнего магнитного поля, так как согласно (9), мощность прямо пропорциональна $\cos^2\varphi$. В общем случае ориентация намагниченностей железных столбиков в «метапериодах» произвольна. Под действием внешнего магнитного поля намагниченность различных столбиков упорядочивается, ориентируясь вдоль вектора внешнего магнитного поля, и для всех столбиков φ принимает значение 0 или π , что должно увеличить мощность излучения.

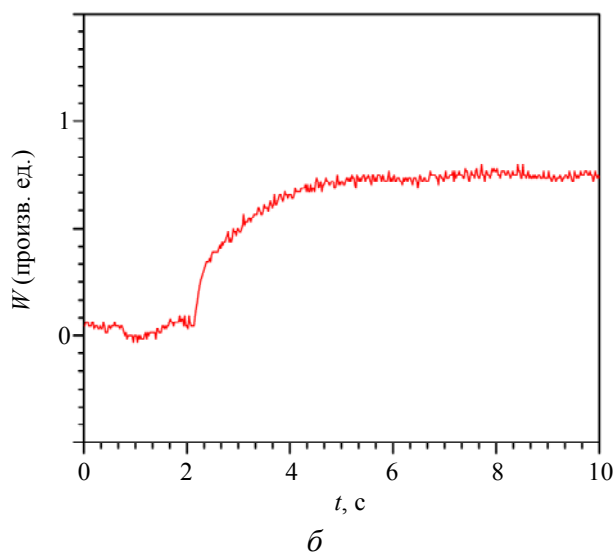
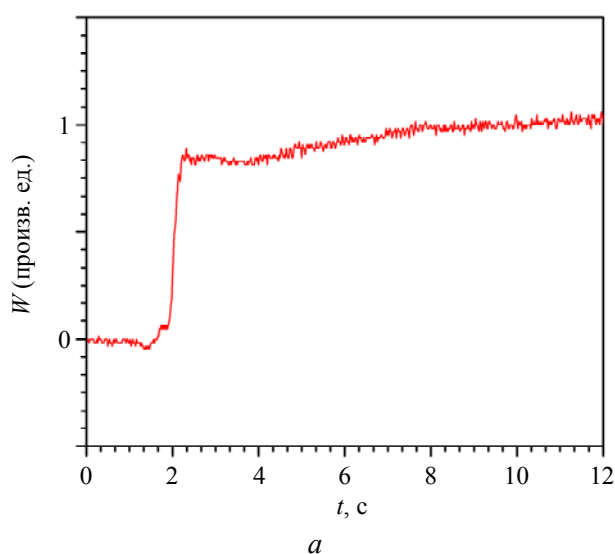


Рис. 2. Осциллограммы нарастания мощности сигнала излучателя в условных единицах при включении излучателя с метапериодом (а) и излучателя со структурой без столбиков Fe (б).

Для подтверждения этого на рис. 3 представлены результаты исследования влияния внешнего магнитного поля 1,5 Тл на «метапериод» источника ТГц сигнала. Из рис. 3 хо-

рошо видно, что эффективность излучателя после такого воздействия (кривая 1) больше по сравнению с его эффективностью до воздействия (кривая 2).

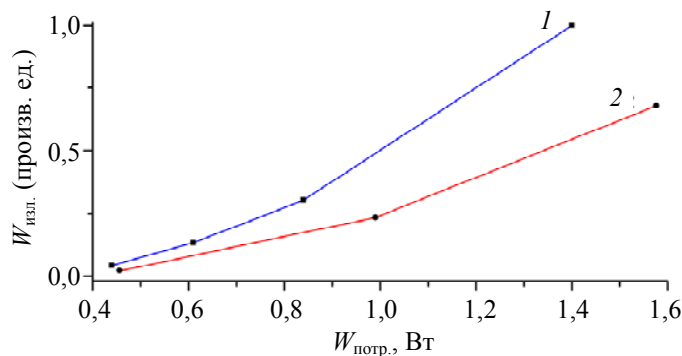


Рис. 3. Зависимость мощности излучателя $W_{\text{изл}}$ (в отн. единицах) от потребляемой им мощности $W_{\text{потр.}}$ 1 – излучатель с метапереходом после воздействия на него внешним магнитным полем; 2 – тот же излучатель до воздействия на него внешним магнитным полем.

Заключение

Рассмотрен оригинальный способ возбуждения собственной намагниченности в АФМ слое МП ФМ-АФМ за счет скашивания подрешеток АФМ спин-поляризованным током сравнительно небольшой величины (десятки мА). Возникающая собственная намагниченность АФМ взаимодействует со спин-поляризованным током, что приводит к возбуждению электромагнитных колебаний ТГц диапазона. Экспериментальные результаты показывают нетепловую, магнитную природу наблюдаемого излучения.

Работа выполнена при частичном финансировании по гранту РФФИ № 20-07-00349 А, а также в рамках государственного задания ФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.
Вилков Е. А. благодарит грант РФФИ 18-29-27020 мк.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baltz V., Manchon A., Tsoi M., Moriyama T., Ono T., Tserkovnyak Y. // Rev. Mod. Phys. 2018. Vol. 90. P. 015005.
2. Dhillon S. S., Vitiello M. S., Linfield E. H. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. Vol. 50. P. 043001.
3. Hellman F., Hoffmann A., Tserkovnyak Y. et al. // Rev. Mod. Phys. 2017. Vol. 89. P. 025006.

4. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Чигарев С. Г. // РЭ. 2015. Т. 60. № 5. С. 441.
5. Kadigrobov A., Ivanov Z., Claeson T., Shekhter R. I., Jonson M. // Europhys. Lett. 2004. Vol. 67. P. 948.
6. Khymyn R., Lisenkov I., Tiberkevich V., Ivanov B. A., Slavin A. // Sci. Rep. 2017. Vol. 7. P. 43705.
7. Sulymenko O. R., Prokopenko O. V., Tiberkevich V. S., Slavin A. N., Ivanov B. A., Khymyn R. S. // Phys. Rev. Appl. 2017. Vol. 8. P. 064007.
8. Kadigrobov A. M., Shekhter R. I., Jonson M. // Low Temp. Phys. 2012. Vol. 38. P. 1133.
9. Urazhdin S., Anthony N. // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 046602.
10. Gomonai E. V., Loktev V. M. // Low Temp. Phys. 2008. Vol. 34. P. 198.
11. Gomonay H., Loktev V. // J. Magn. Soc. Jpn. 2008. Vol. 32. P. 535.
12. Nunez A. S., Duine R. A., Haney P., MacDonald A. H. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. P. 214426.
13. Wei Z., Sharma A., Nunez A. S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. P. 116603.
14. Wei Z., Sharma A., Bass J., Tsoi M. // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 105. P. 07D113.
15. Bassett J., Wei Z., Tsoi M. // IEEE Trans. Magn. 2010. Vol. 46. P. 1770.
16. Гуляев Ю. В., Вилков Е. А., Зильберман П. Е., Михайлов Г. М., Чигарев С. Г. // РЭ. 2013. Т. 58. № 12. С. 1187.
17. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Маликов И. В., Михайлов Г. М., Чигарев С. Г. // ПЖТЭФ. 2011. Т. 93. Вып. 5. С. 289.
18. Аронов А. Г., Пукус Г. Е. // ФТП. 1976. Т. 10. № 6. С. 1177.
19. Heide C., Zilberman P. E., Elliott R. J. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63. P. 064424.
20. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Эпитейн Э. М., Элиотт Р. Дж. // РЭ. 2003. Т. 48. № 9. С. 1030.

21. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Эпштейн Э. М. // ЖЭТФ. 2012. Т. 141. Вып. 2. С. 335.

22. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Котов В. Д., Михайлов Г. М., Чигарев С. Г., Эпштейн Э. М. // РЭ. 2012. Т. 57. № 8. С. 888.

23. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Касаткин С. И., Михайлов Г. М., Чигарев С. Г. // РЭ. 2013. Т. 58. № 7. С. 704.

24. Ахизер А. И. Барьяхтар В. Т., Пелетминский С. В. Спиновые волны. – М.: Наука, 1967.

25. Вилков Е. А., Михайлов Г. М., Чигарев С. Г., Гуляев Ю. В., Коренинский В. Н., Никитов С. А., Славин А. Н. // РЭ. 2016. Т. 61. № 9. С. 844.

26. Вилков Е. А., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Михайлов Г. М., Маликов И. В., Черных А. В., Чигарев С. Г. // Патент РФ № 2688096 от 20.05.2019.

27. Вилков Е. А., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Михайлов Г. М., Черных А. В., Чигарев С. Г. // РЭ. 2015. Т. 60. № 9. С. 992.

PACS: 75.50.Ee

Spin-injection mechanism of intrinsic magnetization excitation in antiferromagnetic nanofilm

A. I. Panas¹, S. G. Chigarev², E. A. Vilkov², and O. A. Byshevski-Konopko²

¹ A. I. Shokin ISTOK Research and Production Enterprise
2a Vokzalnaya st., Moscow Region, Fryazino, 141190, Russia

² Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Fryazino Branch),
Russian Academy of Sciences
1 Vvedensky sq., Fryazino Moscow Region, 141190, Russia

Received August 24, 2020

The aim of the work is to show the possibility of excitation of induced (intrinsic) magnetization in an antiferromagnetic (AFM) magnetic transition (MT) nanofilm, and also to consider its practical application in the creation of spin-injection sources of THz signals. The physical justification of the considered process is given due to the beveling of AFM sublattices under the action of a spin-polarized current injected from the ferromagnetic (FM) layer due to the sd-exchange interaction of the conduction electrons spins with the d-electrons of the crystal lattice. The relations for determining the frequency and power of the radiated signal are given. The practical significance of the considered effect is shown by the example of a THz spin-injection emitter using a "meta junction" with FM-AFM MT. The nonthermal nature of radiation in the FM-AFM MT at frequencies ~16 THz with a power level of up to a hundred microwatts, as well as the influence of an external magnetic field on the processes in the meta-transition, is experimentally shown.

Keywords: antiferromagnet, spin injection, spin-polarized current, spin-flip transition, THz radiation, radiation power, FeMn.

REFERENCES

1. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018).
2. S. S. Dhillon, M. S. Vitiello, E. H. Linfield et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 043001 (2017).
3. F. Hellman, A. Hoffmann, Y. Tserkovnyak et al., Rev. Mod. Phys. **89**, 025006 (2017).
4. Yu. V. Gulyaev, P. E. Zil'berman, and S. G. Chigarev, J. Commun. Technol. Electron. **60**, 411 (2015).
5. A. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson, R. I. Shekhter, and M. Jonson, Europhys. Lett. **67**, 948 (2004).
6. R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich, B. A. Ivanov, and A. Slavin, Sci. Rep. **7**, 43705 (2017).

7. O. R. Sulymenko, O. V. Prokopenko, V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin, B. A. Ivanov, and R. S. Khymyn, *Phys. Rev. Appl.* **8**, 064007 (2017).
8. A. M. Kadigrobov, R. I. Shekhter, and M. Jonson, *Low Temp. Phys.* **38**, 1133 (2012).
9. S. Urazhdin and N. Anthony, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 046602 (2007).
10. E. V. Gomonai and V. M. Loktev, *Low Temp. Phys.* **34**, 198 (2008).
11. H. Gomonay and V. Loktev, *J. Magn. Soc. Jpn.* **32**, 535 (2008).
12. A. S. Nunez, R. A. Duine, P. Haney, and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B.* **73**, 214426 (2006).
13. Z. Wei, A. Sharma, A. S. Nunez et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 116603 (2007).
14. Z. Wei, A. Sharma, J. Bass, and M. Tsoi, *J. Appl. Phys.* **105**, 07D113 (2009).
15. J. Basset, Z. Wie, and M. Tsoi, *IEEE Trans. Magn.* **46**, 1770 (2010).
16. Yu. V. Gulyaev, E. A. Vil'kov, P. E. Zil'berman, G. M. Mikhailov, and S. G. Chigarev, *J. Commun. Technol. Electron.* **58**, 1137 (2013).
17. Yu. V. Gulyaev, P. E. Zilberman, I. V. Malikov, G. M. Mikhailov, A. I. Panas, S. G. Chigarev, and E. M. Epshtein, *JETP Letters* **93**, 259 (2011).
18. A. G. Aronov and G. E. Pikus, *Sov. Phys. Semicond.* **10**, 698 (1976).
19. C. Heide, P. E. Zilberman, and R. J. Elliott, *Phys. Rev. B.* **63**, 064424 (2001).
20. Yu. V. Gulyaev, P. E. Zil'berman, E. M. Epshtein, and R. J. Elliott, *J. Commun. Technol. Electron.* **48**, 942 (2003).
21. Yu. V. Gulyaev, P. E. Zilberman, and E. M. Epshtein, *JETP* **114**, 296 (2012).
22. Yu. V. Gulyaev, P. E. Zilberman, V. D. Kotov, G. M. Mikhailov, S. G. Chigarev, and E. M. Epshtein, *J. Commun. Technol. Electron.* **57**, 813 (2012).
23. Yu. V. Gulayev, P. E. Zil'berman, S. I. Kasatkin, G. M. Mikhailov, and S. G. Chigarev, *J. Commun. Technol. Electron.* **58**, 716 (2013).
24. A. I. Akhiezer, V. G. Bar'yakhtar, and S. V. Peletminskii, *Spin waves* (North-Holland Publ., Amsterdam, 1968; Nauka, Moscow, 1967).
25. E. A. Vil'kov, G. M. Mikhailov, S. G. Chigarev, Yu. V. Gulyaev, V. N. Korenivskii, S. A. Nikitov, and A. N. Slavin, *J. Commun. Technol. Electron.* **61**, 995 (2016).
26. E. A. Vil'kov, Yu. V. Gulyaev, P. E. Zil'berman, A. I. Panas, S. G. Chigarev, G. M. Mikhailov, I. V. Malikov, and A. V. Chernykh, Patent RU 2688096 C2 (20 May 2019).
27. E. A. Vil'kov, Yu. V. Gulyaev, P. E. Zil'berman, I. V. Malikov, G. M. Mikhailov, A. I. Panas, A. V. Chernykh, and S. G. Chigarev, *J. Commun. Technol. Electron.* **60**, 1044 (2015).