

УДК 537.874

## МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ТОНКОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

А. Д. Гладун, В. Г. Лейман, А. В. Арсенин

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет),  
Лаборатория нанооптики и фемтосекундной электроники

Получена 4 июня 2012 г.

**Аннотация.** Предложен механизм генерации когерентного электромагнитного излучения терагерцевого диапазона, который может быть реализован в экспериментах по взаимодействию лазерных импульсов фемтосекундной длительности с поверхностью тонких наноструктурированных ферромагнитных пленок. Предлагаемый механизм состоит в возбуждении фемтосекундным лазерным импульсом связанных магнитоупругих (магнон-фононных) волн на тонкой ферромагнитной наноструктурированной пленке. Дана оценка величины излучаемой при этом мощности терагерцевого излучения.

**Ключевые слова:** терагерцевое излучение, наноструктурированная ферромагнитная пленка, фемтосекундный лазер, магнитоупругие волны.

**Abstract.** A coherent terahertz needle radiation emission mechanism is proposed. This mechanism can be realized in the experiments on femtosecond laser pulses interacting with surface of nanostructured ferromagnetic metal film. The proposed mechanism is based on exciting of coupled coherent phonon-magnon modes on a nanostructured metal surface by laser femtosecond pulse. The value of the Poynting vector for the terahertz radiation is estimated.

**Keywords:** terahertz radiation, nanostructured ferromagnetic metal film, femtosecond laser, phonon-magnon modes.

Терагерцевое (ТГц) излучение занимает область частот от 100 ГГц до 10 ТГц, т.е. находится между микроволновой и инфракрасной областью и таким

образом является условной границей раздела между электроникой и фотоникой. Еще 40 лет назад этот частотный диапазон оставался практически неизученным. Успехи в этой области стали возможными с появлением лазеров на свободных электронах, прогрессом в области разработки импульсных диодов ТГц диапазона, появлением фемтосекундных лазеров (эффект оптического выпрямления) и получением широкополосного излучения терагерцевого диапазона большой мощности с помощью субпикосекундных электронных сгустков в ускорителе. Последние достижения фотоники и наноиндустрии позволили осуществить значительный прогресс в области ТГц исследований и приблизили практическое использование ТГц-излучения в самых разных приложениях [1 - 3]: информационных и телекоммуникационных технологиях, биологии и медицине, неразрушающем контроле, военных технологиях, контроле качества продуктов питания, мониторинге окружающей среды, сверхбыстродействующих компьютерных системах и многом другом. Однако, для реализации этих приложений необходимы источники ТГц-излучения большой мощности и высокочувствительные детекторы ТГц-излучения. Имеющиеся на сегодняшний день источники и детекторы ТГц-излучения не могут в полной мере удовлетворить предъявляемым к ним требованиям.

Рассмотрим один из возможных способов генерации ТГц-излучения, который основан на воздействии фемтосекундного лазерного импульса на тонкую наноструктурированную ферромагнитную пленку. Ранее, в работе [4] было показано, что при таком воздействии на гладкую ферромагнитную пленку, она нагревается выше температуры Кюри, что приводит к ее размагничиванию, а характерное время этого процесса соответствует ТГц диапазону.

Хорошо известно, что традиционные процессы размагничивания (спиновая прецессия, перемещение и вращение магнитных доменов) определяются главным образом спин-решеточным, магнитно диполь-дипольным, зеемановским и спин-спиновым взаимодействиями. Эти

взаимодействия осуществляются на характерных временах порядка наносекунды. Однако совсем недавно экспериментально было показано, что для ферромагнитных материалов имеет место более быстрый процесс размагничивания с характерным временем несколько фемтосекунд. Это явление получило название фемтомагнетизм.

В рассматриваемом временном диапазоне классическое уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта оказывается неприменимым и теоретическое описание фемтомагнетизма должно основываться на квантовой механике. Такая новая спиновая динамика еще недостаточно хорошо понята.

Помимо возбуждения электронов и спинового возбуждения, лазерные импульсы позволяют оказывать влияние на когерентную динамику решетки, в частности возбуждение оптических фононов, если ферромагнетик имеет два атома в элементарной ячейке. Однако такие когерентные оптические фононы не могут возбуждаться в металлах вследствие эффективной экранировки за счет пространственного перераспределения электронов, которое имеет место на временных масштабах равных величине обратной плазменной частоте (аттосекундный масштаб).

Тем не менее, в работе [5], например, представлено новое явление – выполнены измерения связанных когерентных магнон-фононных волн на ферромагнитной поверхности Gd(0001). Связанные квазичастицы представляют собой новый тип магнон-фононного взаимодействия, чья связь выступает в роли обменного взаимодействия. Динамика изменения намагниченности рассматривается как волновые пакеты оптических магнонов связанные с фононами. Ясно, что в образце конечного размера возможно установление стоячей волны такой связанной моды.

Плотность потока энергии в стоячей волне равна нулю. Каждый элемент образца длиной  $\lambda/4$  (где  $\lambda$  - длина волны) не обменивается энергией с соседними элементами. Его энергия постоянна. В каждом таком элементе потенциальная энергия преобразуется в кинетическую энергию дважды за период. Это означает, что имеет место аналогия между стоячей волной и

автоколебаниями осциллятора. Соответствующие частоты – это собственная и резонансная частоты образца. Таким образом, магнитный момент образца имеет синусоидальную зависимость (если пренебречь затуханием).

В работе [4] показано, что лазерно-индуцированное сверхбыстрое размагничивание ферромагнитных пленок приводит к генерации терагерцевого электромагнитного импульса. Напряженность электрического поля такого импульса  $E(t)$  описывается уравнениями Максвелла, и предполагается пропорциональной второй производной по времени от намагниченности, как это следует из результатов измерений в дальней зоне. Мы предполагаем, что генерация терагерцевого электромагнитного импульса в данном случае обусловлена магнон-фононными модами возбуждаемыми на поверхности ферромагнитной пленки. Разумно предложить механизм, который позволит существенно усилить этот эффект.

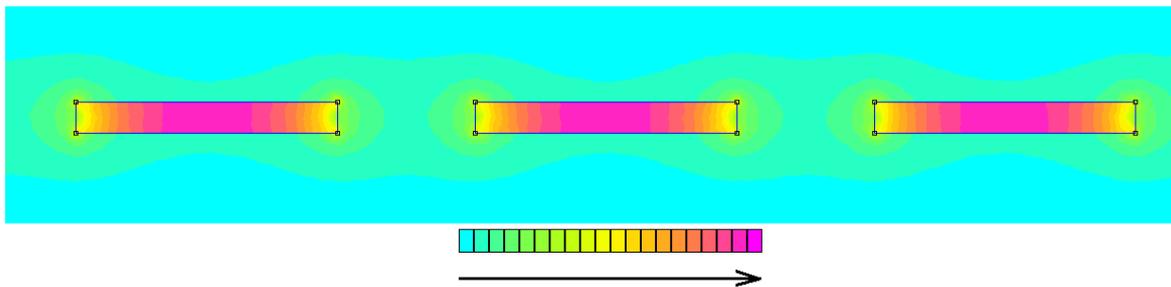


Рис. 1. Пространственное распределение магнитного поля для периодической ферромагнитной решетки. Направление стрелки определяет возрастание величины магнитного поля.

В настоящей работе мы разрабатываем идею того, что фемтосекундный лазерный импульс возбуждает магнитно-дипольную волну на наноструктурированной ферромагнитной пленке благодаря возбуждению связанных магнон-фононных стоячих волн в каждой элементарной ячейке структурированной поверхности (рис. 1). Стоячая магнитно-дипольная волна является источником игольчатого терагерцевого излучения (подобно игольчатому излучению Эйнштейна). Суть этого механизма генерации поясним на простейшей модели.

Пусть имеется бесконечная периодическая структура (решетка) с периодом  $\Lambda$ , состоящая из точечных дипольных магнитных моментов  $\mathbf{m}_n(t)$ , расположенных вдоль оси  $z$  (см. рис. 8). Вектор  $\mathbf{M}$  намагниченности можно при этом записать в виде

$$\mathbf{M} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{m}_n(t) \delta(z - n\Lambda) \delta(y),$$

$$\frac{\partial}{\partial x} = 0.$$

Здесь через  $\delta$  обозначена  $\delta$ -функция Дирака. Рассмотрим излучение этой системы на больших расстояниях (в волновой зоне). Введем в рассмотрение поляризационный потенциал (вектор Герца):

$$\mathbf{\Pi} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}', t - \frac{r}{c})}{r} d\mathbf{r}'.$$

Потенциалы электромагнитного поля  $\varphi$  и  $\mathbf{A}$  определяются при этом соотношениями

$$\varphi = 0, \quad \mathbf{A} = \text{rot} \mathbf{\Pi}.$$

Вектор  $\mathbf{\Pi}$  удовлетворяет волновому уравнению

$$\left( \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{\Pi} = -\mu_0 \mathbf{M}.$$

Для рассматриваемой излучающей системы он равен

$$\mathbf{\Pi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{r_n} \mathbf{m}_n \left( t - \frac{r_n}{c} \right) = \frac{1}{r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{m}_n \left( t - \frac{r_n}{c} \right). \quad (1)$$

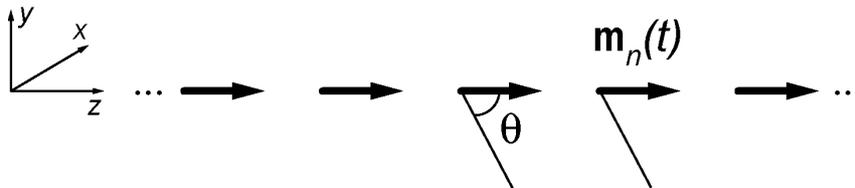


Рис. 2. Периодическая структура, состоящая из точечных магнитных диполей

$\mathbf{m}_n(t)$ . Одномерное представление решетки с периодом  $\Lambda$ . Угол  $\theta$

характеризует направление на точку наблюдения.

Последнее равенство в (1) оправдано, поскольку на больших расстояниях от периодической структуры величину  $1/r_n$  можно рассматривать как медленно меняющуюся. Будем считать, что

$$\mathbf{m}_n = \mathbf{m}_0 \exp[-i(\omega t + k_g \xi)], \quad (2)$$

где  $\xi = n\Lambda$  ( $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ).

Это означает, что в решетке распространяется волна, длина которой  $\lambda_g = 2\pi/k_g$ ; дисперсионное соотношение  $\omega = \omega(k_g)$ . Подставляя (2) в (1), находим

$$\Pi = \frac{m_0 \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right]}{r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left[-in\Lambda\left(\frac{\omega}{c} \cos \theta + k_g\right)\right]. \quad (3)$$

Мы учли здесь, что  $r_n = r - \xi \cos \theta$ .

Если длина волны излучения  $\lambda = 2\pi/\omega \gg \Lambda$  то суммирование в (3) правомерно заменить интегрированием, так как в этом случае можно ввести физический бесконечно малый интервал  $\Delta\xi$ , который удовлетворяет условию

$$\lambda \gg \Delta\xi \gg \Lambda, \quad \Delta n = \frac{\Delta\xi}{\Lambda},$$

где  $\Delta n$  – число диполей в этом интервале. Заменяя в (3) суммирование интегрированием, имеем:

$$\begin{aligned} \Pi &= \frac{m_0 \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right]}{r} \cdot \frac{1}{\Lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-i\left(\frac{\omega}{c} \cos \theta + k_g\right)\xi\right] d\xi = \\ &= \frac{m_0 \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right]}{r} \cdot \frac{2\pi}{\Lambda} \delta\left(\frac{\omega}{c} \cos \theta + k_g\right). \end{aligned} \quad (4)$$

В силу (4)

$$\frac{\omega}{c} \cos \theta = -k_g. \quad (5)$$

Соотношение (5) показывает, что  $\cos\theta < 0$  (волна дипольных магнитных моментов излучает назад) и  $\omega/k_g = c/\cos\theta$  (фазовая скорость дипольной волны больше скорости света в вакууме).

Рассмотрим теперь излучение стоячих волн в решетке длины  $l$  в волновой зоне. Излучение каждого элемента длины ( $\Delta\xi \ll \lambda$ ) можно рассматривать, суммируя поля от каждого отдельного дипольного магнитного момента без учета сдвига фаз излучения. Поля точечного дипольного магнитного момента в волновой зоне изменяются по гармоническому закону  $\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 \cos(\omega t - kr)$ , и даются следующими формулами:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \frac{\mu_0 \mathbf{m}_0}{4\pi r} \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right], \quad \omega = kc; \\ \mathbf{B} &= \operatorname{Re}\{\mathbf{B}_0 \exp[-i(\omega t - kr)]\}; \\ \mathbf{E} &= \operatorname{Re}\{\mathbf{E}_0 \exp[-i(\omega t - kr)]\}; \\ \mathbf{B}_0 &= \frac{\mu_0 \omega^2}{4\pi c^2 r} [\mathbf{e}_r, [\mathbf{e}_r, \mathbf{m}_0]]; \\ \mathbf{E}_0 &= c[\mathbf{B}_0, \mathbf{e}_r], \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\varphi, \mathbf{e}_\theta$  – базисные векторы сферической системы координат.

В силу (6) суммарное поле от совокупности  $\Delta n$  диполей на длине  $\Delta\xi = \Lambda \cdot \Delta n$  есть:

$$dB_\theta = \frac{\mu_0 \omega^2 \sin\theta}{4\pi c^2 r} m_0(\xi) \cos(\omega t - kr) \frac{d\xi}{\Lambda},$$

где  $r = r_0 - \xi \cos\theta$ ,  $r_0$  – расстояние от середины решетки.

Интегрируя по всем элементам вдоль решетки с учетом запаздывания

$\left(t \rightarrow t - \frac{r}{c}\right)$  имеем

$$B_\theta = \frac{\mu_0 \omega^2}{4\pi c^2} \int_{-l/2}^{l/2} m_0(\xi) \frac{\sin\theta}{r} \cos(\omega t - kr_0 + k\xi \cos\theta) \frac{d\xi}{\Lambda}. \quad (7)$$

Поскольку наблюдение ведется далеко от решетки, при вычислении (7) можно вынести из под знака интеграла величину  $\frac{\sin \theta}{r}$ . Имеем

$$B_{\theta} = \frac{\mu_0 \omega^2 \sin \theta}{4\pi c^2 r} \int_{-l/2}^{l/2} m_0(\xi) \cos(\omega t - kr_0 + k\xi \cos \theta) \frac{d\xi}{\Lambda}. \quad (8)$$

Примем следующие граничные условия:

$$m_0\left(\frac{l}{2}\right) = m_0\left(-\frac{l}{2}\right) = 0,$$

полагая, что

$$m_0(\xi) = m_0 \sin \frac{\pi n}{l} \xi \text{ при четном } n;$$

$$m_0(\xi) = m_0 \cos \frac{\pi m}{l} \xi \text{ при нечетном } m.$$

Здесь  $n$  и  $m$  – целые числа.

При вычислении интегралов (8) в этом случае мы получаем:

$$\begin{aligned} & \int_{-l/2}^{l/2} \sin \frac{\pi n}{l} \xi \cos(k\xi \cos \theta + \omega t - kr_0) d\xi = \\ & = \frac{\frac{\pi n}{l}}{\left(\frac{\pi n}{l}\right)^2 - (k \cos \theta)^2} \cdot 2 \sin\left(\frac{kl}{2} \cos \theta\right) \cos(\omega t - kr_0); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \int_{-l/2}^{l/2} \cos \frac{\pi n}{l} \xi \cos(k\xi \cos \theta + \omega t - kr_0) d\xi = \\ & = \frac{\frac{\pi n}{l}}{\left(\frac{\pi n}{l}\right)^2 - (k \cos \theta)^2} \cdot 2 \cos\left(\frac{kl}{2} \cos \theta\right) \cos(\omega t - kr_0). \end{aligned}$$

Окончательно при четном  $n$  получаем:

$$B_{\theta} = \frac{\mu_0 \omega^2 \sin \theta}{2\pi c^2 r_0 \Lambda} \cdot \frac{\frac{\pi n}{l}}{\left(\frac{\pi n}{l}\right)^2 - (k \cos \theta)^2} \cdot \sin\left(\frac{kl}{2} \cos \theta\right) \cos(\omega t - kr_0);$$

$$E_{\varphi} = -cB_{\theta}.$$

При нечетном  $m$  получается аналогичное выражение, только с заменой  $\sin\left(\frac{kl}{2} \cos \theta\right)$  на  $\cos\left(\frac{kl}{2} \cos \theta\right)$ .

Плотность потока излучаемой энергии (величина вектора Пойнтинга):

$$\frac{c}{\mu_0} B_{\theta}^2 = \frac{\mu_0 \omega^4 m_0^2 \sin^2 \theta}{4\pi^4 c^3 r_0^2 n^2} \left(\frac{l}{\Lambda}\right)^2 \frac{\sin^2\left(\frac{kl}{2} \cos \theta\right)}{\left[1 - \left(\frac{k}{k_g} \cos \theta\right)^2\right]^2} \cos^2(\omega t - kr_0). \quad (9)$$

Здесь  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $k_g = \frac{\pi n}{l}$ , где целое число  $n$  является четным. Таким образом, мы имеем дело с излучением, которое называется игольчатым излучением. Очевидно, что

$$m_0 = \frac{\mu_s N}{l} \Lambda,$$

где  $\mu_s$  – намагниченность насыщения на один атом,  $N$  число атомов в ферромагнитной пленке. Следовательно, усредняя по времени величину (9) получим

$$\frac{c}{\mu_0} \overline{B_{\theta}^2} = \frac{2\mu_0 \nu^4 \mu_s^2 N^2}{c^3 r_0^2 n^2} \left(\frac{l}{\Lambda}\right)^2 \frac{\sin^2\left(\frac{kl}{2} \cos \theta\right)}{\left[1 - \left(\frac{k}{k_g} \cos \theta\right)^2\right]^2}. \quad (10)$$

Здесь  $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ . Энергия, излучаемая решеткой за единицу времени в элемент

телесного угла  $d\Omega$  равна  $dI = \frac{c}{\mu_0} B_{\theta}^2 r_0^2 d\Omega$ , где  $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ .

Предлагаем оценить величину (10). Из соотношения  $\frac{kl}{2} \cos \theta = \pm \frac{\pi}{2}$  получим

$$\cos \theta = \pm \frac{\lambda}{2l}.$$

Если, к примеру,  $n = 2$ ,  $\Lambda = 800$  нм,  $\lambda = l = 0.3$  мм ( $\nu = 1$  ТГц), то получим

$$\theta = \pm 60^\circ, \quad k_g = \frac{2\pi}{l}, \quad \frac{k}{k_g} \cos \theta = \frac{1}{2}.$$

В заключение оценим мощность ТГц-излучения с поверхности наноструктурированной пленки в рассматриваемых условиях. Намагниченность насыщения  $\mu_s$  для монокристаллического Fe равна  $3.7\mu_B$  атомов<sup>-1</sup>, где

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{m} = 10^{-23} \text{ Дж/Тл} \quad - \quad \text{магнетон Бора. Предположим, что пленка}$$

характеризуется следующими размерами  $3 \cdot 10^{-4} \text{ м} \times 3 \cdot 10^{-4} \text{ м} \times 5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ , концентрация атомов  $n = 10^{29} \text{ м}^{-3}$ , следовательно  $N = 4.5 \cdot 10^{14}$  атомов; пусть  $r_0 = 1$  м. По этим данным мы получим

$$\frac{c}{\mu_0} \overline{B_\theta^2} = \frac{8\pi \cdot 10^{-7} \cdot 10^{48} \cdot (3.7 \cdot 4.5)^2 \cdot 10^{-18}}{27 \cdot 10^{24} \cdot 4} \cdot \frac{16}{9} = 1.8 \cdot 10^3 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Мощность, излучаемая с поверхности пленки, будет равна 0.16 мВт. Полученная оценка свидетельствует о перспективности предложенного механизма и доказывает необходимость дальнейших исследований в этой области.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы» (контракт № 16.513.11.3129).

## Литература

1. *Tomouchi M.* Cutting-edge terahertz technology // *Nature Photonics* **1** (2), 97 (2007).

2. *Lee Y.-S.* Principles of Terahertz Science and Technology (Springer, 2009).
3. *Federici J., Moeller L.* Review of terahertz and subterahertz wireless communications // J. Appl. Phys. **107** (11), 111101 (2010).
4. *Beaurepaire E., Turner G.M., Harrel S.M., Beard M.C., Bigot J.-Y., Schmuttenmaer C.A.* Coherent terahertz emission from ferromagnetic films excited by femtosecond laser pulses // Appl. Phys. Lett., **84**, 3465 (2004).
5. *Melnikov A., Radu I., Bovensiepen U., Krupin O., Starke K., Matthias E., Wolf M.* Coherent optical phonons and parametrically coupled magnons induced by femtosecond laser excitation of the Gd(0001) surface // Phys. Rev. Lett. **91**, 227403 (2003).