

УДК 537.86

**ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ИМПУЛЬСОМ ОПТОМАГНИЧЕННОСТИ**

© 2014 г.

С.А. Сычугин, М.И. Бакунов

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

ssychugin@gmail.com

Поступила в редакцию 25.09.2013

Предложена схема для экспериментальной проверки сверхбыстрого обратного эффекта Фарадея, основанная на регистрации терагерцевого черенковского излучения от движущегося магнитного момента, наводимого фемтосекундным лазерным импульсом в слое магнитооптического материала. Излучение выводится из слоя через согласующую призму. Проведенный расчет для слоя тербиево-галлиевого граната и сапфировой призмы предсказывает детектируемость излучения.

Ключевые слова: черенковское излучение, терагерцевые волны, обратный эффект Фарадея.

Введение

В последние годы предметом активного исследования стало новое явление физики магнетизма – сверхбыстрое (на субпикосекундных временах) изменение намагниченности конденсированных сред при воздействии фемтосекундными оптическими импульсами (см. обзор [1]). Интерес к данному явлению вызван как фундаментальностью вопроса о его механизмах, так и перспективами практического использования явления для разработки новых методов высокоскоростной магнитной записи и обработки информации.

К настоящему времени установлено существование двух типов механизмов сверхбыстрого оптического манипулирования намагниченностью – тепловой и нетепловой природы [1,2]. Так, наблюдения сверхбыстрого размагничивания ферромагнетиков [3] и переориентации спинов в антиферромагнетиках [4] были интерпретированы как результат быстрого нагрева материала лазерными импульсами [1]. Потенциальные применения тепловых эффектов включают, например, оптическое манипулирование намагниченностью в ферромагнитных металлических сплавах [5]. Существование нетепловых оптомагнитных эффектов, в частности, оптически индуцированных спиновых колебаний в редкоземельных ортоферритах [6] и обращения намагниченности в ферромагнитных сплавах [7], было также установлено экспериментально. В качестве механизма нетепловых эффектов рассматривается обратный эффект Фарадея (ОЭФ) –

квадратичный нелинейно-оптический эффект, состоящий в генерации постоянной намагниченности циркулярно-поляризованным светом. Для квазимонохроматического света этот эффект был предсказан на основе феноменологических представлений Питаевским еще в 1960 году [8], а его квантово-механическая теория была разработана Першаном в 1963 году [9]. Согласно теории ОЭФ величина этого эффекта определяется тем же параметром – константой Верде, что и вращение поляризации света в намагниченной среде (прямой эффект Фарадея). Вскоре после предсказания ОЭФ был подтвержден экспериментально для сравнительно длинных (30 нс) лазерных импульсов [10]. Однако механизм сверхбыстрого (на субпикосекундных временах) ОЭФ не ясен и является предметом активного обсуждения в настоящее время [11–13].

Основные экспериментальные методы исследования сверхбыстрых оптомагнитных явлений включают метод накачки-зондирования (pump-probe) [2] и терагерцевую эмиссионную спектроскопию, т.е. измерение терагерцевого излучения из оптически возбужденных материалов [14]. В типичном оптомагнитном эксперименте наблюдаются колебания намагниченности, продолжающиеся в течение длительного времени после окончания субпикосекундного лазерного импульса накачки [6, 15–18]. Хотя детальный механизм возбуждения колебаний не вполне ясен, считается, что важную роль в нем играет ОЭФ: за счет ОЭФ создается эффективное магнитное поле, которое оказывает толчок на спины [19].

Поскольку в типичном эксперименте измеряется лишь последствие оптического возбуждения, а не сама переходная ОЭФ-намагниченность, такой эксперимент дает только косвенную информацию о сверхбыстром ОЭФ. В недавней работе [20] для исследования сверхбыстрого ОЭФ был предложен новый метод терагерцевой эмиссионной спектроскопии, основанный на регистрации терагерцевого черенковского излучения от движущегося импульса ОЭФ-намагниченности. Для реализации этого метода в работе [20] предлагается использовать структуру в виде тонкого слоя магнитооптического материала, к поверхности которого прикреплена согласующая призма. При этом предполагается, что лазерный импульс распространяется в слое вдоль его границы с призмой и генерирует черенковское излучение, которое выводится призмой в свободное пространство. Данная схема, однако, требует точной фокусировки лазерного импульса через узкую входную грань магнитооптического слоя и полировки этой грани, кроме того, она очень чувствительна к перекосам структуры и поэтому сложна в настройке. В условиях, когда ожидаемый сигнал очень мал, эти, казалось бы, технические сложности могут быть критическими для детектирования сигнала. В настоящей работе мы предлагаем более простую схему реализации черенковской терагерцевой эмиссионной спектроскопии, в которой лазерный импульс распространяется поперек магнитооптического слоя.

Схема генерации и теоретическая модель

Предлагаемая схема генерации и вывода черенковского излучения приведена на рис. 1. Циркулярно-поляризованный фемтосекундный лазерный импульс накачки фокусируется цилиндрической линзой в слой магнитооптического материала и создает в нем, за счет ОЭФ, импульс намагниченности, который имеет в пространстве нитевидную (вытянутую вдоль оси u) форму и движется вдоль оси z вместе с импульсом накачки с оптической групповой скоростью $U = c/n_g$, где c – скорость света, а n_g – индекс группового запаздывания. В случае, когда скорость U превышает фазовую скорость терагерцевых волн в материале, т.е. $n_g < n_{THz}$ (n_{THz} – показатель преломления терагерцевых волн), движущийся магнитный момент генерирует в материале черенковский конус (точнее, клин – при нитевидном источнике) терагерцевых волн. Черенковское излучение выводится в свободное пространство согласующей призмой, расположенной на выходной плоскости магнитооптиче-

ского слоя. При этом угол α призмы выбирается так, чтобы обеспечить параллельность ее выходной грани волновому фронту черенковского излучения.

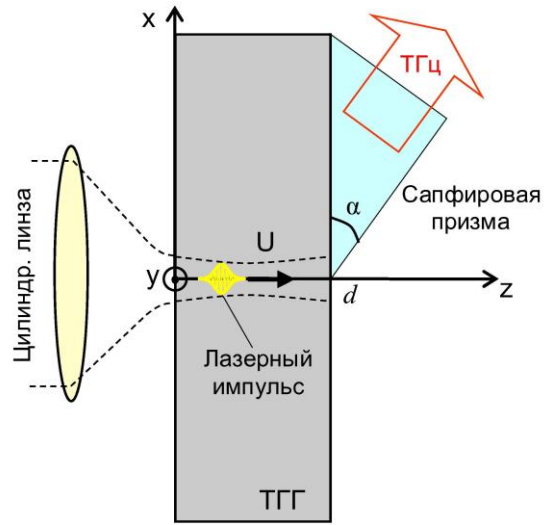


Рис. 1. Схема генерации и вывода черенковского излучения

Будем считать, что ширина перетяжки лазерного пучка (вдоль оси x) достаточно велика, чтобы можно было пренебречь дифракционной расходимостью пучка на длине d кристалла. Размер пучка вдоль оси u считаем много большим длины терагерцевой волны, так что наводимый нелинейный источник можно считать двумерным и пренебрегать зависимостью генерируемых электромагнитных полей от координаты u . Пренебрегая также дисперсионным расплыванием лазерного импульса, запишем огибающую оптической интенсивности как функцию только локального времени $\xi = t - z/U$ и поперечной координаты x : $I(\xi, x) = I_0 F(\xi) G(x)$. Временной $F(\xi)$ и поперечный $G(x)$ профили будем считать гауссовыми:

$$\begin{aligned} F(\xi) &= \exp(-\xi^2/\tau^2), \\ G(x) &= \exp(-x^2/a^2) \end{aligned} \tag{1}$$

с длительностью τ (при этом полная длительность на половине высоты (FWHM) $\tau_{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}\tau \approx 1.7\tau$) и поперечным размером a ($a_{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}a$). Максимальная интенсивность $I_0 = c(8\pi)^{-1}n_{opt}E_0^2$, где E_0 – максимум огибающей оптического поля, а n_{opt} – оптический показатель преломления материала.

Нелинейную намагниченность, наводимую оптическим импульсом в магнитооптическом материале за счет обратного эффекта Фарадея, запишем в виде (см. [9])

$$\mathbf{M}^{\text{NL}} = \pm \mathbf{z} m I_0 F(\xi) G(x) \Pi(z), \quad (2)$$

$$m = V \omega_{\text{opt}}^{-1},$$

где фактор $\Pi(z)$ равен 1 внутри слоя $0 < z < d$ и нулю вне слоя, V – константа Верде магнитооптического материала, ω_{opt} – частота оптического поля, а верхний и нижний знаки соответствуют правой и левой циркулярной поляризации лазерного излучения. Для линейно поляризованного света $\mathbf{M}^{\text{NL}} = 0$. Согласно (2) намагниченность представляет собой гауссов импульс, движущийся внутри слоя $0 < z < d$ с оптической групповой скоростью U .

Заметим, что применимость выражения (2) к сверхбыстрым (субпикосекундным) процессам не имеет ни теоретического, ни экспериментального обоснования. Более того, в некоторых работах указывается на необходимость пересмотра стандартной теории ОЭФ для таких процессов [9–11]. Мы рассчитываем, что экспериментальное наблюдение терагерцевого черенковского излучения в предложенной здесь схеме может послужить проверкой выражения (2) на субпикосекундных временах.

Расчет поля излучения

Для расчета электромагнитного (терагерцевого) поля, излучаемого движущимся импульсом намагниченности (2), будем решать уравнения Максвелла с заданным источником $\mathbf{M}^{\text{NL}}(\xi, x, z)$. Применяя преобразование Фурье относительно переменных ξ и x (ω и g – соответствующие Фурье-переменные), приведем уравнения Максвелла к виду (тильда обозначает Фурье-образы величин)

$$\nabla_{\omega} \times \tilde{\mathbf{H}} = \frac{i\omega}{c} \epsilon \tilde{\mathbf{E}}, \quad (3)$$

$$\nabla_{\omega} \times \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{i\omega}{c} \mu \mathbf{H} - \frac{4\pi i\omega}{c} \tilde{\mathbf{M}}^{\text{NL}},$$

где оператор набла ∇_{ω} имеет компоненты $(-ig, 0, \partial/\partial z)$, а диэлектрическая $\epsilon(z)$ и магнитная $\mu(z)$ проницаемости равны ϵ_s и μ_s при $0 < z < d$, ϵ_p и 1 при $z > d$ и 1 при $z < 0$. Фурье-образ источника имеет вид

$$\tilde{\mathbf{M}}^{\text{NL}}(g, z, \omega) = \pm \mathbf{z} m I_0 \tilde{F}(\omega) \tilde{G}(g) \Pi(z),$$

где $\tilde{F}(\omega) = \tau(2\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-\omega^2 \tau^2/4 - i\omega z/U)$ и $\tilde{G}(g) = a(2\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-g^2 a^2/4)$. Проектируя уравнения (3) на оси системы координат (рис.1) и исключая компоненты магнитного поля \tilde{H}_x и \tilde{H}_z , получим уравнение для электрического

поля \tilde{E}_y терагерцевого излучения (в случае правой циркулярной поляризации оптического импульса):

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_y}{\partial z^2} + k^2 \tilde{E}_y = -\frac{4\pi\omega g}{c} m I_0 \tilde{F}(\omega) \tilde{G}(g) \Pi(z), \quad (4)$$

где волновое число k определяется выражением $k^2 = (\omega/c)^2 \epsilon \mu - g^2$.

При толщине магнитооптического слоя более 100 мкм процессы на левой ($z = 0$) и правой ($z = d$) границах слоя можно рассматривать независимо (длительность генерируемых терагерцевых импульсов оказывается меньше времени распространения импульса в слое) [21]. Поэтому запишем решения уравнения (4) в областях однородности среды в следующем виде:

$$\tilde{E}_y = \begin{cases} C_1 e^{ik_1 z}, & z < 0, \\ C_2 e^{-ik_2 z} + A e^{-i\omega z/U}, & z > 0, \end{cases} \quad (5)$$

$$\tilde{E}_y = \begin{cases} C_2 e^{ik_2 z} + A e^{-i\omega z/U} + C_3 e^{ik_2(z-d)}, & z < d, \\ C_4 e^{-ik_3(z-d)}, & z > d, \end{cases} \quad (6)$$

где $k_{1,2,3}$ – волновые числа для областей $z < 0$, $0 < z < d$ и $z > d$ соответственно. Сшивая решения (5) при $z = 0$ и решения (6) при $z = d$ граничными условиями непрерывности тангенциальной компоненты электрического поля \tilde{E}_y и её производной $\partial \tilde{E}_y / \partial z$, находим амплитуды волн в (5) и (6):

$$A = -\frac{4\pi c g m \tilde{F}(\omega) \tilde{G}(g)}{\omega(\epsilon \mu - c^2/U^2 - g^2 c^2/\omega^2)}, \quad (7)$$

$$C_1 = \frac{k_2 - \omega/U}{k_1 + k_2} A, \quad C_2 = -\frac{k_1 + \omega/U}{k_1 + k_2} A, \quad (8)$$

$$C_3 = -\frac{(k_2 - k_3)(k_1 + \omega/U)}{(k_1 + k_2)(k_2 + k_3)} A e^{-ik_2 d} - \frac{k_3 - \omega/U}{k_2 + k_3} A e^{-i\omega d/U}, \quad (9)$$

$$C_4 = -\frac{2k_2(k_1 + \omega/U)}{(k_1 + k_2)(k_2 + k_3)} A e^{-ik_2 d} + \frac{k_2 + \omega/U}{k_2 + k_3} A e^{-i\omega d/U}. \quad (10)$$

Чтобы от решения в Фурье-области (5)–(10) перейти к физическому полю E_y , необходимо применить обратное преобразование Фурье

$$E_y(z, x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dg e^{i\omega t - igx} \tilde{E}_y(z, g, \omega). \quad (11)$$

Анализ излучения из слоя тербиево-галлиевого граната

Применим разработанную теорию к структуре, состоящей из слоя тербиево-галлиевого граната (ТГГ) и сапфировой призмы. В качестве накачки рассмотрим титан-сапфировый лазер с длиной волны 800 нм. Энергию импульса накачки на единицу длины вдоль оси y возьмем равной $W_{\text{opt}} = 100$ мкДж/см (при этом пиковая интенсивность составит $I_0 = 177$ ГВт/см²), длительность импульса $\tau_{\text{FWHM}} = 100$ фс ($\tau \approx 60$ фс) и поперечный размер $a_{\text{FWHM}} = 50$ мкм ($a \approx 30$ мкм). Для тербиево-галлиевого граната будем использовать следующие параметры: в терагерцевом диапазоне частот – $\mu_s = 1$ и показатель преломления $n_s = (\epsilon_s \mu_s)^{1/2} = 3.5 - i0.015\nu$, где ν – частота в ТГц [20]; в оптическом диапазоне – $n_{\text{opt}} = 1.95$ и $n_g = 2.14$ [22, 23]. Константа Верде ТГГ на длине волны 800 нм равна $V = -87$ рад·Т⁻¹·м⁻¹ (или -0.29 мин·Э⁻¹·см⁻¹) [23]. Показатель преломления сапфира на терагерцевых частотах $n_p = \epsilon_p^{1/2} = 3.1$.

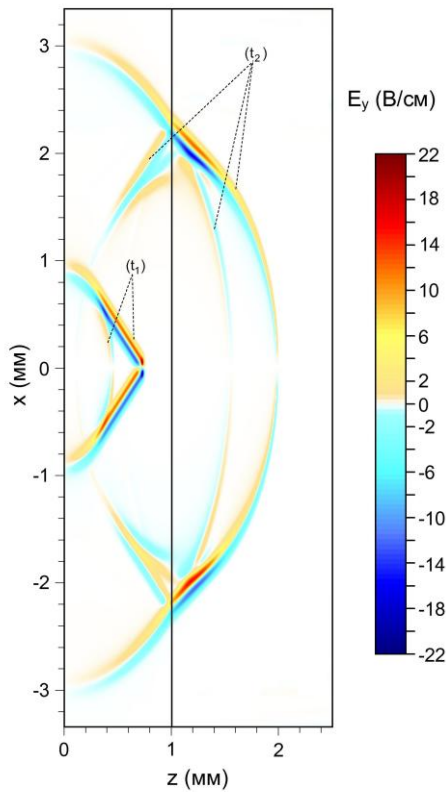


Рис. 2. Картина поля излучения для двух последовательных моментов времени t_1 и t_2

На рис. 2 приведена картина поля излучения (пространственные распределения электрического поля E_y) для двух моментов времени, рассчитанная на основе формул (5)–(8). На рис. 2 в момент

времени t_1 терагерцевое поле в ТГГ состоит из черенковского клина (соответствует члену с амплитудой A в формуле (5)) и цилиндрической волны переходного излучения, распространяющейся от входной границы слоя (соответствует члену с амплитудой C_2 в формуле (5)). Черенковский клин движется вместе с оптическим импульсом быстрее, чем расходится цилиндрическая волна, из-за этого длина клина возрастает со временем. В момент времени t_2 терагерцевое поле состоит из черенковского клина, преломленного в призму и отраженного в кристалл ТГГ от границы $z = d$, а также из волн переходного излучения в призме и ТГГ.

Угол раскрытия черенковского клина составляет $\theta_s = 37.7^\circ$ в ТГГ и $\theta_p = 26.7^\circ$ в сапфировой призме. Для оптимального вывода излучения в свободное пространство необходимо, чтобы выходная граница призмы была параллельна фазовому фронту черенковского излучения, т.е. $\alpha = \theta_p = 26.7^\circ$ (рис. 1).

Анализ осциллограммы экспериментально зарегистрированного терагерцевого импульса, излученного из рассмотренной выше структуры, может послужить проверкой выражения (2) на субпикосекундных временах. Во-первых, по полярности терагерцевого импульса можно судить о зависимости ориентации магнитного момента \mathbf{M}^{NL} от поляризации оптического импульса накачки. Во-вторых, по форме терагерцевого импульса можно сделать вывод о том, действительно ли \mathbf{M}^{NL} повторяет временную огибающую оптической интенсивности, что подвергается сомнению в некоторых работах [12]. И, в-третьих, по измерениям амплитуды терагерцевого импульса может быть получено значение постоянной Верде в сверхбыстром режиме.

Заключение

Предложенная схема генерации и регистрации терагерцевого черенковского излучения при воздействии интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами на слой магнитооптического материала (тербиево-галлиевый гранат) может быть использована для экспериментальной проверки сверхбыстрого обратного эффекта Фарадея, в частности, применимости формулы (2) на субпикосекундных временах. Полученные теоретические оценки предсказывают детектируемость излучения: напряженность терагерцевого поля оценивается как ~ 20 В/см при накачке импульсами титан-сапфирового усилителя с энергией 100 мкДж и длительностью 100 фс. Для увеличения напряженности поля излучения может быть исполь-

зован эффект возрастания константы Верде с понижением температуры [24].

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, соглашение 11.G34.31.0011.

Список литературы

1. Kirilyuk A., Kimel A.E., Rasing T. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 2731.
2. Kimel A.E., Kirilyuk A., Rasing T. // *Laser & Photon. Rev.* 2007. V. 1. P. 275.
3. Beaurepaire E., Merle J.-C., Daunois A., Bigot J.-Y. // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 76. P. 4250.
4. Kimel A.V., Kirilyuk A., Tsvetkov A., et al. // *Nature (London)*. 2004. V. 429. P. 850.
5. Ostler T.A., et al. // *Nat. Commun.* 2012. V. 3. P. 666.
6. Kimel A.V., Kirilyuk A., Usachev P.A., et al. // *Nature (London)*. 2005. V. 435. P. 655.
7. Stanciu C.D., Hansteen F., Kimel A.V., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 047601.
8. Pitaevskii L.P. // *Sov. Phys. JETP*. 1961. V. 12. P. 1008.
9. Pershan P.S. // *Phys. Rev.* 1963. V. 130. P. 919.
10. Van der Ziel J.P., Pershan P.S., Malmstrom L.D. // *Phys. Rev. Lett.* 1965. V. 15. P. 190.

11. Reid A.H.M., Kimel A.V., Kirilyuk A., et al. // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 81. P. 104404.
12. Popova D., Bringer A., Blugel S. // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 85. P. 094419.
13. Mikhaylovskiy R.V., Hendry E., Kruglyak V.V. // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 86. P. 100405(R).
14. Beaurepaire E., Turner G.M., Harrel S.M., et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. P. 3465.
15. Nishitani J., Kozuki K., Nagashima T., Hangyo M. // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 96. P. 221906.
16. Nishitani J., Nagashima T., Hangyo M. // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 85. P. 174439.
17. Higuchi T., Kanda N., Tamaru H., Kuwata-Gonokami M. // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. P. 047401.
18. Kanda N., Higuchi T., Shimizu H., et al. // *Nat. Commun.* 2011. V. 2. P. 362.
19. Satoh T., Cho S.-J., Iida R., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105. P. 077402.
20. Bakunov M.I., Mikhaylovskiy R.V., Bodrov S.B. // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 86. P. 134405.
21. Bakunov M.I., Maslov A.V., Bodrov S.B. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 203904.
22. Schlarb U., Sugg B. // *Phys. Status Solidi B*. 1994. V. 182. P. K91.
23. Villora E.G., Molina P., Nakamura M., et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 99. P. 011111.
24. Zhelezov D.S., Voitovich A.V., Mukhin I.B., et al. // *Quantum Electron.* 2006. V. 36. P. 383.

GENERATION OF TERAHERTZ CHERENKOV RADIATION BY A PULSE OF OPTICALLY INDUCED MAGNETIZATION

S.A. Sychugin, M.I. Bakunov

A scheme for the experimental verification of the ultrafast inverse Faraday effect is proposed. The scheme is based on the registration of terahertz Cherenkov radiation from a moving magnetic moment induced by a femtosecond laser pulse in a layer of magneto-optic material. The radiation is led out from the layer through a matching prism. Our calculations have shown the detectability of radiation for a terbium gallium garnet slab covered with a sapphire prism.

Keywords: Cherenkov radiation, terahertz waves, inverse Faraday effect.

References

1. Kirilyuk A., Kimel A.E., Rasing T. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 2731.
2. Kimel A.E., Kirilyuk A., Rasing T. // *Laser & Photon. Rev.* 2007. V. 1. P. 275.
3. Beaurepaire E., Merle J.-C., Daunois A., Bigot J.-Y. // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 76. P. 4250.
4. Kimel A.V., Kirilyuk A., Tsvetkov A., et al. // *Nature (London)*. 2004. V. 429. P. 850.
5. Ostler T.A., et al. // *Nat. Commun.* 2012. V. 3. P. 666.
6. Kimel A.V., Kirilyuk A., Usachev P.A., et al. // *Nature (London)*. 2005. V. 435. P. 655.
7. Stanciu C.D., Hansteen F., Kimel A.V., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 047601.
8. Pitaevskii L.P. // *Sov. Phys. JETP*. 1961. V. 12. P. 1008.
9. Pershan P.S. // *Phys. Rev.* 1963. V. 130. P. 919.
10. Van der Ziel J.P., Pershan P.S., Malmstrom L.D. // *Phys. Rev. Lett.* 1965. V. 15. P. 190.
11. Reid A.H.M., Kimel A.V., Kirilyuk A., et al. // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 81. P. 104404.
12. Popova D., Bringer A., Blugel S. // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 85. P. 094419.

13. Mikhaylovskiy R.V., Hendry E., Kruglyak V.V. // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 86. P. 100405(R).
14. Beaurepaire E., Turner G.M., Harrel S.M., et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. P. 3465.
15. Nishitani J., Kozuki K., Nagashima T., Hangyo M. // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 96. P. 221906.
16. Nishitani J., Nagashima T., Hangyo M. // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 85. P. 174439.
17. Higuchi T., Kanda N., Tamaru H., Kuwata-Gonokami M. // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. P. 047401.
18. Kanda N., Higuchi T., Shimizu H., et al. // *Nat. Commun.* 2011. V. 2. P. 362.
19. Satoh T., Cho S.-J., Iida R., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105. P. 077402.
20. Bakunov M.I., Mikhaylovskiy R.V., Bodrov S.B. // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 86. P. 134405.
21. Bakunov M.I., Maslov A.V., Bodrov S.B. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 203904.
22. Schlarb U., Sugg B. // *Phys. Status Solidi B*. 1994. V. 182. P. K91.
23. Villora E.G., Molina P., Nakamura M., et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 99. P. 011111.
24. Zhelezov D.S., Voitovich A.V., Mukhin I.B., et al. // *Quantum Electron.* 2006. V. 36. P. 383.