

Управление частотой таммовского СВЧ-состояния

© С.И. Тарапов¹, М. Ходзицкий¹, С.В. Черновцев¹, Д. Белозоров², А.М. Мерзликін³,
А.В. Дорофеев³, А.П. Виноградов³, М. Иноуэ⁴, А.Б. Грановский⁵

¹ Институт радиофизики и электроники НАН Украины,
Харьков, Украина

² Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера,
Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“,
Харьков, Украина

³ Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН,
Москва, Россия

⁴ Department of Electrical and Electronic Engineering, Toyohashi University of Technology,
Tempaku, Toyohashi, Japan

⁵ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

E-mail: merzlikin_a@mail.ru

(Поступила в Редакцию 14 октября 2009 г.
В окончательной редакции 22 декабря 2009 г.)

Теоретически и экспериментально исследовано туннелирование СВЧ-излучения через таммовское поверхностное состояние, возникающее на границе двух различных периодических структур (фотонных кристаллов). Теоретически предсказана и экспериментально подтверждена возможность управлять посредством внешнего магнитного поля частотой прозрачности такой системы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 09-02-92484, 08-02-00874-а и 05-02-19644-НЦНИЛ_а).

1. Введение

В последние десятилетия электродинамика фотонных кристаллов (ФК), в том числе и магнитофотонных кристаллов (МФК), переживает бурное развитие [1–3]. Благодаря тому что свойствами МФК можно управлять при помощи внешнего магнитного поля, значительно обогащается физика ФК [3–8] и существенно расширяется область их применения [9–13].

Аналогия периодических электродинамических структур (фотонных кристаллов) с кристаллами, известными в физике твердого тела, позволяет надеяться на наблюдение в фотонных кристаллах явлений, известных из теории твердого тела. В частности, в последнее время ведется интенсивное исследование таммовских поверхностных состояний (т.е. поверхностных решений, не переносящих энергию вдоль поверхности) в ФК и МФК [10,11,14–20].

Для магнитооптических систем, состоящих из ФК и МФК, существование поверхностных состояний было теоретически рассмотрено в работах [10,11]. Свойства таких систем зависят от внешнего магнитного поля, и, казалось бы, этим полем можно контролировать поверхностные состояния. Однако, к сожалению, в оптических частотах влияние магнитного поля на магнитную и диэлектрическую проницаемости крайне мало. К примеру, недиагональный элемент тензора диэлектрической проницаемости магнитооптических веществ в поле насыщения не превышает сотых процента¹ от диагонального

¹ Вблизи резонанса возможны существенно большие значения недиагональной компоненты, вплоть до 0.3, однако большое поглощение делает эти частоты непригодными для практического применения.

элемента, а изменение в поле диагонального элемента еще меньше, по крайней мере на порядок. Столь малое изменение проницаемости делает на практике крайне затруднительным контролирование таммовского состояния с помощью магнитного поля. В микроволновой области благодаря ферро- и ферримагнитному резонансу намагничивание образца приводит к изменению тензора магнитной проницаемости, причем относительное изменение проницаемости может быть более 100% [21].

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется туннелирование СВЧ-излучения через таммовское поверхностное состояние (ТС), возникающее на границе двух многослойных периодических систем, каждая из которых состоит из конечного числа периодов и поэтому может рассматриваться как ограниченный ФК. Следует отметить, что зонная структура, блоховский волновой вектор и фактор Ляпунова определяются исключительно строением элементарной ячейки и не зависят от числа этих ячеек в образце. Решение внутри образца одномерного ФК является суперпозицией двух блоховских волн независимо от числа ячеек. Поэтому далее без ограничения общности мы будем рассматривать ограниченные образцы, содержащие даже малое число периодов, как ФК.

В работе исследовалось прохождение электромагнитной волны через образец, состоящий из двух ФК (рис. 1). Первый ФК состоит из слоев феррита и вакуума и поэтому является МФК, второй ФК состоит из слоев полистирола и вакуума. В работе исследована зависимость положения таммовского пика прозрачности от приложенного намагничивающего поля. Намагничивающее поле H_{ex} прикладывается вдоль поверхности

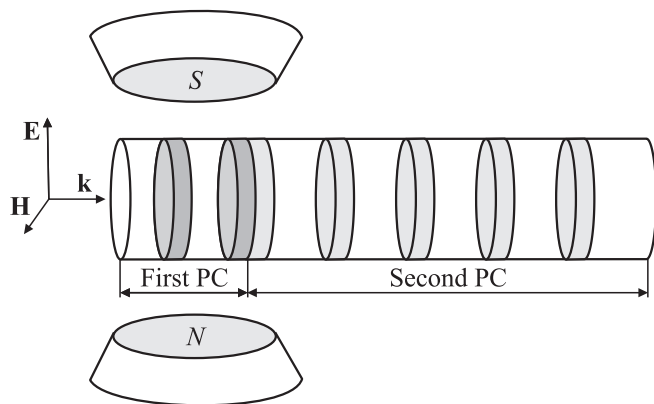


Рис. 1. Схема эксперимента.

слоев. Поляризация падающего излучения линейная, при этом электрическое поле падающей волны параллельно намагничивающему полю (рис. 1).

2. Таммовское состояние в МФК

ТС может образовываться на границе двух ФК [11]. Частота этого состояния лежит одновременно в запрещенных зонах обоих ФК. Поэтому электромагнитное поле экспоненциально (с точностью до периодического предэкспоненциального блоховского множителя) убывает при удалении от границы раздела. Таким образом, это решение является локализованным вблизи границы двух ФК. Существование такого решения оказывается возможным благодаря периодическому предэкспоненциальному блоховскому множителю.²

Идеальное ТС образуется в бесконечной системе — на границе двух полубесконечных ФК. В конечных системах, с которыми мы имеем дело в реальном эксперименте, ТС приводит к резонансному туннелированию СВЧ-излучения через систему и проявляется как пик прозрачности в спектре пропускания на частоте ТС.

Частота ТС определяется равенством входных импедансов двух ФК [11]:

$$Z_1(f) = Z_2(f). \quad (1)$$

Заметим, что эти величины целиком определяются строением элементарной ячейки ФК, но отличаются от среднего по ячейке характеристического импеданса. Кроме того, необходимо отметить, что входной импеданс зависит от направления, поэтому необходимо различать „левый“ и „правый“ входной импеданс. Из условия (1) можно найти частоту ТС f_T .

² В отсутствие этого множителя мы не могли бы одновременно удовлетворить граничные условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей. Так, в частности, на границе двух слоев отрицательной диэлектрической проницаемости (внутри которых зависимость электромагнитного поля от координат имеет чисто экспоненциальный вид) не образуется никаких решений.

Поскольку тензор магнитной проницаемости феррита

$$\mu = \begin{vmatrix} \mu_1(H_{ex}) & i\chi(H_{ex}) & 0 \\ -i\chi(H_{ex}) & \mu_1(H_{ex}) & 0 \\ 0 & 0 & \mu_2(H_{ex}) \end{vmatrix}$$

зависит от величины намагничивающего поля H_{ex} , входной импеданс магнитофотонного кристалла (состоящего из феррита и вакуума), зависящий от величины магнитной проницаемости, также является функцией внешнего магнитного поля H_{ex} . Таким образом, меняя намагничивающее поле H_{ex} , мы можем менять частоту ТС f_T .

К сожалению, чисто теоретическое изучение зависимости $f_T(H_{ex})$ затруднено необходимостью установления функциональной зависимости μ_1 , μ_2 и χ от намагничивающего поля H_{ex} . Для реальных веществ вид этих функций $\mu_1(H_{ex})$, $\mu_2(H_{ex})$ и $\chi(H_{ex})$ далек от модельных теоретических зависимостей [21] и существенно зависит от технологии изготовления феррита. Именно поэтому экспериментальное исследование $f_T(H_{ex})$ приобретает особую ценность.

3. Эксперимент

Экспериментально исследовалась структура, образованная двумя совмещенными одномерными ФК. Первый ФК образован двумя периодами, состоящими из слоя феррита толщиной $d_F = 1.00 \pm 0.03$ mm и слоя воздуха толщиной $d_{S1} = 1.00 \pm 0.03$ mm. Второй ФК образован пятью периодами, состоящими из слоя полистирола толщиной $d_P = 1.59 \pm 0.03$ mm и слоя воздуха толщиной $d_{S2} = 2.00 \pm 0.03$ mm (рис. 1). Ферритовые и полистирольные слои представляют собой диски диаметром $D = 20$ mm и толщиной d_F и d_P соответственно (рис. 1). Воздушные слои образованы кольцами из полистирола с внешним диаметром D и толщиной d_{S1} и d_{S2} .

Использовался поликристаллический никелевый феррит $\text{NiO Fe}_2\text{O}_3$ марки 1СЧ4 с намагниченностью насыщения $M_s = 4800$ G, диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 11.0$ и тангенсом диэлектрических потерь $\text{tg } \Delta_\epsilon = 8.1 \cdot 10^{-4}$. Диэлектрическая проницаемость полистирола составляет $\epsilon = 2.42$, тангенс диэлектрических потерь полистирола $\text{tg } \Delta_\epsilon = 3.0 \cdot 10^{-3}$.

Исследуемая структура, собранная из дисков и колец, помещается внутрь измерительной ячейки, представляющей собой эбонитовый полый цилиндр, поглощающий излучение, распространяющееся в поперечных направлениях (что исключает возбуждение волноводных мод). Внутри ячейки структура фиксируется эбонитовым кольцом. Измерительная ячейка жестко закрепляется в зазоре электромагнита для исключения смещения магнитных слоев под воздействием магнитного поля.

В качестве генератора и детектора излучения использовался векторный анализатор спектра Agilent N5230A. Волноводный тракт образован полыми металлическими прямоугольными волноводами сечением 7.2×3.4 mm с рупорами на концах приемного и излучающего волноводов.

Постоянное магнитное поле создавалось с помощью электромагнита. Измерительная ячейка с исследуемой структурой помещалась между рупорами в зазоре электромагнита. Волна падала по нормали к плоскостям слоев структуры. Вектор постоянного магнитного поля ориентирован перпендикулярно волновому вектору и вектору магнитной компоненты волны. При такой конфигурации полей в феррите распространяется так называемая необыкновенная волна. Между рупорами и исследуемой структурой также расположены фторопластовые линзы, служащие для преобразования сферического фронта волны в плоский. Измерялся коэффициент пропускания в диапазоне частот 23–40 GHz. Постоянное магнитное поле варьировали в диапазоне 0–4500 Oe. Погрешность измерения магнитного поля не превышает 5%. Неоднородность внешнего магнитного поля в объеме магнитных слоев исследуемой структуры не превышает 1% и не оказывает значительного влияния на наблюдаемые эффекты. Перед началом измерений проводилась калибровка частотной неравномерности при отсутствии измерительной ячейки с исследуемой структурой. Мощность излучаемого сигнала составляла минус 2 dB относительно 1 mW.

4. Результаты и обсуждение

Для начала рассмотрим немагнитную систему двух ФК (остаточная намагниченность порядка 50 Oe), представленную на рис. 1. В частотной зависимости коэффициента прохождения $T(f)$ (рис. 2, кривая 1) вблизи 31 GHz наблюдается пик прозрачности. Для того чтобы показать, что это таммовский резонанс (а не, например, Фабри–Перо-резонанс), толщина каждого из ФК, участвующих в образовании ТС, была увеличена на один период. Иными словами, с обеих сторон к исследуемой системе (рис. 1) было добавлено по соответствующему периоду (слева добавлен период

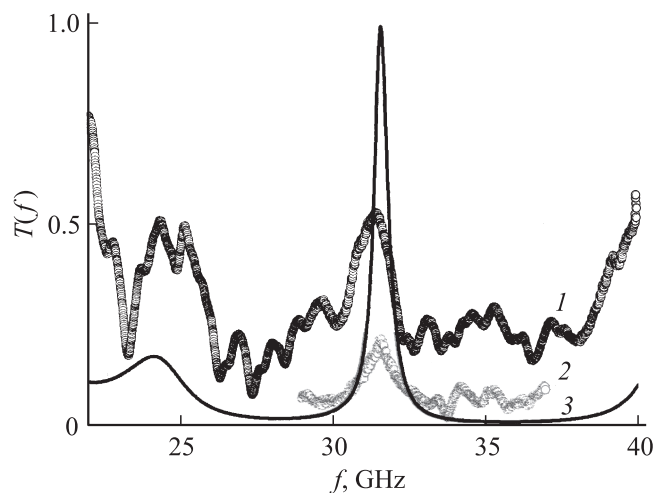


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента прохождения $T(f)$ через системы немагнитного МФК и ФК из полистирола и вакуума.

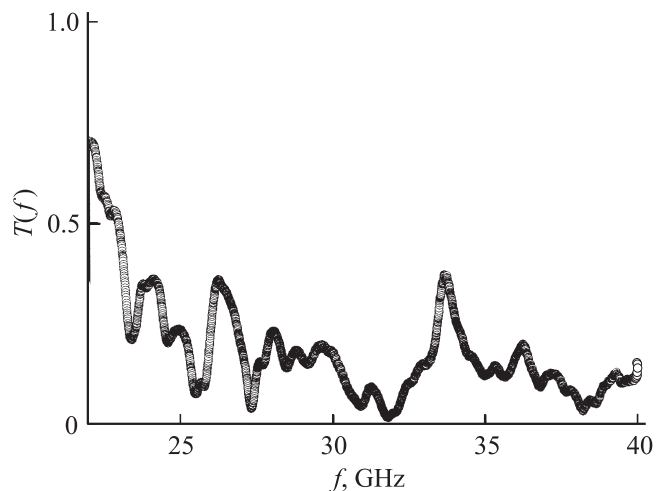


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента прохождения $T(f)$ через систему в поле $H_{ex} = 6240$ Oe.

воздух/феррит, справа — период полистирол/воздух). В частотной зависимости (рис. 2, кривая 2) коэффициента прохождения $T(f)$ этой дополнительной системы (три периода воздух/феррит и шесть периодов полистирол/воздух) вблизи 31 GHz, так же как и в частотной зависимости исследуемой системы, наблюдается пик прозрачности. Видно, что при добавлении периодов частота резонанса не поменялась, а следовательно, резонанс не связан с толщиной ФК, образующих исследуемую систему, как в случае Фабри–Перо-резонанса.

Теоретический расчет был выполнен в пренебрежении остаточной намагниченности методом T -матриц по методике, описанной в [11]. Результаты расчета показали, что на частоте 31 GHz наблюдаются таммовское состояние и связанный с ним пик прозрачности исследуемой системы (рис. 2, кривая 3). Таким образом, наблюдаемый пик прозрачности связан с образованием ТС на границе между ФК и МФК.

Различие между расчетным и экспериментальным коэффициентами прохождения, по-видимому, связано с конечной величиной апертуры пучка (8 mm), которая была порядка длины волны. Расчет, проведенный методом T -матриц, не учитывал конечность апертуры падающей волны. Малость апертуры приводит к заметной дифракционной расходимости и тем самым к потере энергии при многократных переотражениях внутри системы. Потеря энергии в свою очередь ведет к уменьшению добротности резонанса и таким образом к размытию пика прозрачности.

Рассмотрим теперь намагниченный образец. При намагничивании до 6240 Oe пик прозрачности, ранее наблюдавшийся при 31 GHz (рис. 2), сдвигается ближе к частоте 34 GHz (рис. 3).

Для оценки зависимости частоты таммовского пика прозрачности $f_T(H_{ex})$ от намагничивающего поля была использована известная зависимость тензора магнитной

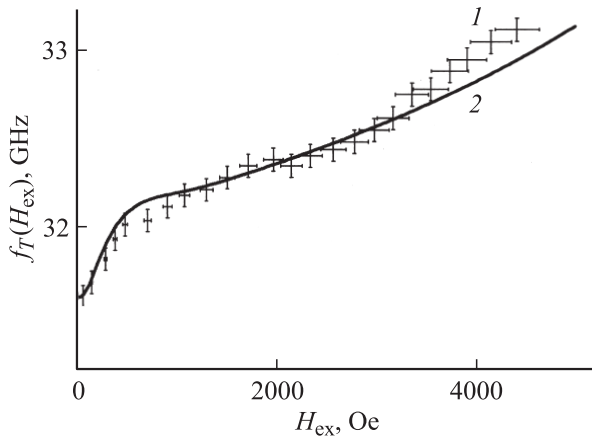


Рис. 4. Экспериментальная зависимость (1) и теоретическая оценка зависимости (2) частоты таммовского состояния f_T от намагничивающего поля H_{ex} .

проницаемости μ от f и намагниченности M [22,23]

$$\mu = \begin{pmatrix} \mu_0 - (1 - \mu_0)(M/M_s)^{3/2} & i\gamma M/f & 0 \\ -i\gamma M/f & \mu_0 - (1 - \mu_0)(M/M_s)^{3/2} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0^{(1-M/M_s)^{5/2}} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $\mu_0 = \frac{1}{3} + \frac{2}{3}\sqrt{1 - (\gamma M_s/f)^2}$ — магнитная проницаемость полностью размагниченного феррита (скалярная величина), M_s — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение. Измерения магнитной проницаемости образцов 1СЧ4 ферритов (используемых при создании исследуемой системы) показали, что зависимость намагниченности от намагничивающего поля может быть приближена выражением

$$M = \left(1 - \sqrt{1 - a^{3.01}/(0.2a + 1.1a^3)}\right)/0.0000021 - 5000, \quad (3)$$

где $a = (H_{ex} + 2000)/31600$. Поле измеряется в эрстедах, а намагниченность — в А/м. Данное выражение хорошо согласуется с экспериментом по измерению магнитной проницаемости для феррита марки 1СЧ4 в магнитных полях менее 1000 Ое, т.е. когда феррит не насыщен.

На основе зависимостей (2) и (3) для $H_{ex} < 1000$ Ое и известной зависимости при $H_{ex} > 1000$ Ое [21] методом T -матриц была сделана теоретическая оценка зависимости частоты таммовского пика прозрачности от намагничивающего поля. Результаты этого расчета представлены на рис. 4 (кривая 2) и свидетельствуют о том, что по мере намагничивания частота ТС монотонно растет, причем это становится заметно уже в относительно слабых по сравнению с полем насыщения полях. Экспериментально измеренная зависимость (кривая 1 на рис. 4) подтверждает теоретическую оценку. Из рис. 4 видно, что по мере увеличения намагничивающего поля H_{ex} с 50 до 4500 Ое частота ТС монотонно растет от 31 до 34 GHz. Видно, что согласование эксперимента и теории можно считать вполне приемлемым.

5. Заключение

Таким образом, экспериментально показана возможность управления частотой ТС при помощи внешнего магнитного поля. При намагничивании удалось сдвинуть частоту таммовского пика прозрачности на 10%.

Данные эксперимента хорошо согласуются с теоретическим предсказанием. Учитывая, что увеличение апертуры падающей волны (и соответственно размера образца) должно уменьшить дифракционные потери, что приведет к увеличению добротности резонатора и сужению пика прозрачности, можно надеяться на возможность использования исследуемой системы в качестве магнитоуправляемого фильтра.

Список литературы

- [1] A. Baryshev, A. Khanikaev, P.B. Lim, H. Uchida, O. Aktipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky. *J. Phys. D* **39**, R 151 (2006).
- [2] M.J. Steel, M. Levy, R.M. Osgood, Jr. *J. Lightwave Technol.* **18**, 1297 (2000).
- [3] M. Levy. *J. Appl. Phys.* **99**, 073 104 (2006).
- [4] A.P. Vinogradov, S.G. Erokhin, A.B. Granovsky, M. Inoue. *J. Commun. Technol. Electron.* **49**, 88 (2004).
- [5] A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.B. Khanikaev, A.B. Granovsky. *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, 108 (2006).
- [6] M. Inoue, T. Fujii. *J. Appl. Phys.* **81**, 5659 (1997).
- [7] A. Figotin, I. Vitebskiy. *Phys. Rev. E* **68**, 036 609 (2003).
- [8] A. Figotin, I. Vitebskiy. *Phys. Rev. E* **63**, 066 609 (2001).
- [9] P.A. Belov, S.A. Tretyakov, A.J. Viitanen. *Phys. Rev. E* **66**, 016 608 (2002).
- [10] A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, M. Inoue, M. Levy, A.B. Granovsky. *Physica B* **394**, 277 (2007).
- [11] A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, S.G. Erokhin, M. Inoue, A.A. Lisyansky, A.M. Merzlikin, A.B. Granovsky. *Phys. Rev. B* **74**, 045 128 (2006).
- [12] A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.B. Granovsky. *Phys. Rev. E* **72**, 046 603 (2005).
- [13] A.M. Мерзликин, А.П. Виноградов, М. Иноуэ, А.Б. Грановский. *ФТТ* **50**, 838 (2008).
- [14] A. Kavokin, I. Shelykh, G. Malpuech. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 261 105 (2005).
- [15] А.А. Булгаков, А.В. Мериуц, Е.А. Ольховский. *ЖТФ* **74**, 10, 103 (2004).
- [16] M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, R.A. Abram, J.M. Chamberlain, A.V. Kavokin, I.A. Shelykh. *Phys. Rev. B* **76**, 165 415 (2007).
- [17] A.V. Kavokin, I.A. Shelykh, G. Malpuech. *Phys. Rev. B* **72**, 233 102 (2005).
- [18] J. Guo, Y. Sun, Y. Zhang, H. Li, H. Jiang, H. Chen. *Phys. Rev. E* **78**, 026 607 (2008).
- [19] F. Villa, J.A. Gaspar-Armenta. *Opt. Express* **12**, 2338 (2004).
- [20] F. Villa, J.A. Gaspar-Armenta. *Opt. Commun.* **223**, 109 (2003).
- [21] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны.* Наука, М. (1994). С. 23.
- [22] В.П. Абрамов, В.А. Дмитриев, С.А. Шелухин. *Невзаимные устройства на ферритовых резонаторах.* Радио и связь, М. (1989). С. 198.
- [23] S.V. Chernovtsev, D.P. Belozorov, S.I. Tarapov. *J. Phys. D* **40**, 295 (2007).