

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.624;537.632

ИНДУЦИРОВАНИЕ СВЕРХРЕШЕТОК ДЛЯ КАНАЛИЗИРУЕМЫХ ВОЛН В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ СТОРОННИМИ ВОЛНАМИ

© 2022 г. А. Ф. Кабыченков^а, Ф. В. Лисовский^{а, *}, Г. В. Арзамасцева^а, Е. Г. Мансветова^а

^аФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: lisovsky.f@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.

После доработки 19.03.2022 г.

Принята к публикации 25.03.2022 г.

Обсуждены возможные схемы создания сверхрешеток для канализируемых волн в магнитоупорядоченных средах путем модуляции их параметров сторонними волнами.

DOI: 10.31857/S003384942208006X

ВВЕДЕНИЕ

В современной физике твердого тела, отцом которой справедливо считают французского физика Бриллюэна [1, 2], существует множество направлений, среди которых можно выделить волновые процессы в средах с пространственной или пространственно-временной периодичностью свойств. Пространственная периодичность может быть собственной (в кристаллах) или внедренной, создаваемой периодическим внешним воздействием (так называемые сверхрешетки). Пространственно-временная периодичность возникает вследствие модуляции параметров среды при прохождении через нее сторонней гармонической волны. В качестве примеров исследования поведения электромагнитных, спиновых, упругих и гибридных волн в таких модулированных средах можно указать результаты, изложенные в работах [3–6].

Особый интерес в настоящее время вызывают различные среды со сверхрешетками. Отмечая это, многие ставят под сомнение утверждение о том, что это началось лишь в конце XX в. Подобные исследования проводились и ранее, но получаемые при этом результаты преподносились по-иному. Наиболее ярким примером может служить опубликованная почти 150 лет назад работа Рэлея, в которой среди затрагиваемых проблем фигурирует распространение волн через среду с внедренной периодической структурой [7]. Однако понадобилось около ста лет, чтобы благодаря публикациям ряда авторов [8, 9] такие среды приобрели название фотонных кристаллов, поскольку электромагнитные волны в таких средах ярко проявляют свойства квазичастиц. По аналогии, подобную “квазикорпускулярную” терминологию сейчас распространили и на другие включае-

мые в группу метаматериалов волноведущие среды со сверхрешетками, используя выражения “фотонные кристаллы”, “плазмонные кристаллы”, “магنونные кристаллы” и пр.

Для создания таких “кристаллов” с внедренной пространственной периодичностью, применяемых в конкретных устройствах на волноведущих средах, используют самые разнообразные методы, выбор которых зависит от назначения создаваемого устройства, материала среды, требуемой размерности “сверхрешетки”, типа и диапазона рабочих волн и пр. Появились сведения и о реализации с помощью внешних дифракционных решеток магнитоплазмонных и магنونных кристаллов в пленочных магнитоупорядоченных средах [10], а также фотонных кристаллов в парамагнитных пленках с большой постоянной Верде [11].

1. ЦЕЛЬ И СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Целью данной работы является рассмотрение и сопоставление двух возможных схем формирования в однородных магнитоупорядоченных средах сверхрешеток для канализируемых рабочих волн. Обе схемы используют для создания необходимой периодичности свойств сред модуляцию сторонними волнами.

Для описания первой схемы обратимся к результатам работы [4], где для случая однородно намагниченного изотропного ферромагнетика с пространственно-временной модуляцией внутреннего магнитного поля типа

$$H_d \cos(\Omega t - \chi z_s)$$

была изложена процедура нахождения решения в декартовых координатах (x_s, y_s, z_s) динамического уравнения для канализируемых спиновых волн следующего вида:

$$dm_s/dt = i[\omega_s + \gamma H_d \cos(\Omega t - \chi z_s)]m_s, \quad (1)$$

где $m_s = m_{x_s} + im_{y_s}$ – комплексная амплитуда переменной части намагниченности, $\omega_s = \gamma(H_0 + Dk^2)$, k – волновое число спиновой волны, γ – гиромагнитная постоянная, H_0 – поле подмагничивания, D – константа неоднородного обменного взаимодействия, Ω и χ – частота и волновое число модулирующей волны с амплитудой напряженности магнитного поля H_d .

Считалось, что спиновые волны и модулирующая волна распространяются вдоль оси z_s , вдоль этой же оси ориентированы постоянная часть вектора намагниченности, напряженность модулирующего магнитного поля и напряженность поля подмагничивания, причем модуль последнего значительно превышает намагниченность насыщения среды.

Решение уравнения (1) можно представить в виде ряда

$$m_k = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} B_n \exp\{i[(\omega + n\Omega)t - (k + n\chi)z_k]\}, \quad (2)$$

где ω – частота спиновой волны. Подстановка (2) в (1) и выделение членов с одинаковой пространственно-временной зависимостью приводит к бесконечной системе рекуррентных соотношений в виде

$$y_h B_{n-1} - [(y' + n) - C(x' + n)^2] B_n + y_h B_{n+1} = 0, \quad (3)$$

где введены безразмерные переменные

$$x' = k/\chi, \quad y = \omega/\Omega, \quad y' = (\omega - \omega_H)/\Omega$$

и параметры

$$y_0 = \omega_H/\Omega, \quad y_h = \omega_h/2\Omega, \quad \omega_H = \gamma H_0, \\ \omega_h = \gamma H_d, \quad C = \gamma D \chi^2 / \Omega.$$

Приравнивая нулю детерминант системы (3), получаем соотношение

$$\Delta_n - 1/(\Lambda_{n-1} - (1/\Lambda_{n-2} - (1/\Delta_{n-3} - \dots))) - \\ - 1/(\Delta_{n+1} - (1/\Delta_{n+2} - (1/\Delta_{n+3} - \dots))) = 0, \quad (4)$$

где

$$\Delta_n = -[(y' + n) - C(x' + n)^2]/y_h,$$

с помощью которого цифровыми методами можно определить вид дисперсионных кривых в безразмерных нормированных координатах $y' = f(x')$. Оказывается, что дисперсионные зависимости

имеют бесчисленное множество ветвей, которые на плоскости располагаются вблизи так называемых опорных кривых, определяемых уравнениями

$$(y' + n) - C(x' + n)^2 = 0. \quad (5)$$

Опорная кривая с $n = 0$ соответствует дисперсионной кривой для спиновых волн в немодулированной среде, остальные (для других значений n) получаются смещением этой кривой вдоль осей координат на любое целое число любого знака. Вблизи точек пересечения любых опорных кривых возникают полосы непропускания (наиболее сильно выраженные при пересечении с дисперсионной кривой с $n = 0$), где система уравнений (4) не имеет решений при действительных значениях волнового вектора.

Внутри n -й полосы непропускания амплитуды нулевой и n -й гармоник становятся сравнимыми по величине и значительно превышают амплитуды остальных гармоник. При совпадении направлений распространения модулирующей волны и преобладающих гармоник между последними происходят биения, при противонаправленном распространении имеет место непропускание, т.е. преобразование прямых волн в обратные со сдвигом по частоте и волновому числу. Магнитоупорядоченные среды с индуцируемыми сторонней модулирующей волной полосами непропускания для канализируемых спиновых волн относят к разряду динамических (или перестраиваемых) магнетонных кристаллов (см., например, [5, 6, 12]).

На рис. 1, который представляет собой идентичную фотографическую копию рис. 1 в работе [4], в безразмерных переменных (x', y') представлены результаты численного расчета дисперсионных кривых в среде при $C = 1$ для трех значений параметра y_h , который является индексом модуляции. Все кривые в используемых нормированных координатах периодичны относительно любой прямой с угловым коэффициентом, равным единице.

Во второй схеме реализации магнетонных кристаллов также используется модуляция параметров рабочих сред, но только под действием электромагнитных волн светового диапазона. Известно, например, что в эпитаксиальных пленках железиттриевого граната с содержанием кремния при определенных условиях наблюдается заметное (до 30%) изменение константы наведенной магнитной анизотропии под действием поляризованного света; константы кубической анизотропии при этом изменяются мало (см., например, [13]). Подобные описанному эффекты вполне могут быть использованы для создания “неперестраиваемых” магнетонных кристаллов. Действительно, если коллимированный пучок света пропустить через

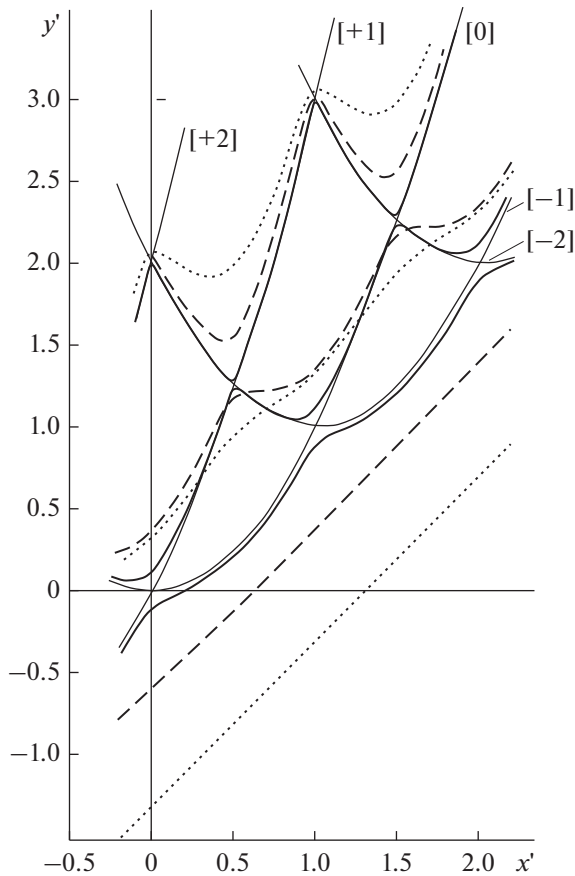


Рис. 1. Дисперсионные кривые для спиновых волн в среде с пространственно-временной периодичностью при $y_h = 0.1$ (толстые сплошные линии), $y_h = 0.5$ (штриховые линии), $y_h = 1.0$ (пунктирные линии); опорные кривые (тонкие сплошные линии) помечены цифрами в прямых скобках.

обычную дифракционную решетку и далее через линзу направить на поверхность магнитной пленки, размещенной в фокальной плоскости линзы, то внутри пленки будет сформирована последовательность чередующихся друг с другом областей с повышенной и пониженной константой наведенной магнитной анизотропии, что приведет к периодической модуляции напряженности внутреннего магнитного поля. Для обеспечения возможности существования магнитного кристалла необходимо, чтобы такое чередование происходило с периодом, гораздо большим длины канализируемой спиновой волны на рабочей частоте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При сравнении описанных методов создания магнитных кристаллов предпочтение следует отдать первой схеме, несмотря на то что светоинду-

цированный метод в перспективе может обеспечить преимущество перед другими, поскольку он является локальным, дистанционным и сохраняет эффективность даже при использовании ультракоротких импульсов. К сожалению, практическая реализация этого преимущества осложняется тем, что заметное изменение констант магнитной анизотропии наблюдается лишь при достаточно низких температурах и даже в этих условиях сопровождается сильным термомагнитным отжигом [13]. А в пользу первой схемы свидетельствует и тот факт, что возникновение в пленках железо-иттриевого граната полосы непропускания для поверхностных спиновых волн за счет использования пространственно-временной модуляции среды было подтверждено экспериментально [6].

Обнадеживающим для второй схемы, однако, является то обстоятельство, что недавно появилось сообщение о возможности существования в центроантисимметричных антиферромагнетиках неоднородного светоиндуцируемого флексоантиферромагнитного эффекта, при котором световое поле смещает точку Нееля, перенормирует константы анизотропии и создает дополнительное магнитное поле [14]. При использовании указанного эффекта глубина светоиндуцированной модуляции параметров среды возрастает не только за счет увеличения мощности используемых источников света, но и за счет уменьшения толщины светового луча, поскольку при этом на его границе увеличивается градиент напряженности светового электрического поля. Описанная возможность усиления светоиндуцированных эффектов заслуживает особого внимания, поскольку в настоящее время заметно возрос интерес к практическому использованию в микроэлектронике и спинтронике (например, в спиновых вентилях) антиферромагнетиков, так как было установлено, что спиновые волны в таких средах обладают способностью переносить спин-поляризованный ток.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brillouin L. Wave propagation in periodic structures. Electric filters and crystal lattices. N.Y: McGraw-Hill, 1946.
2. Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
3. Cassedy E.S., Oliner A.A. // Proc. IEEE. 1963. V. 51. № 10. P. 1342.
4. Курюхин Н.Н., Лисовский Ф.В. // ФТТ. 1968. V. 10. № 3. С. 709.

5. *Kryshstal R.G., Medved A.V.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. № 19. P. 192410.
6. *Kryshstal R.G., Medved A.V.* // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 491. Article № 165599.
7. *Rayleigh J.W.S.* // Phil. Mag. 1887. V. 24. № 147. P. 145.
8. *Yablonovitch E.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. № 20. P. 2059.
9. *John S.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. № 23. P. 2486.
10. *Будько Т., Новицкий Н. Стогний А.* // Наука и инновации. 2017. № 4. С. 12.
11. *Безус Е.А., Белотелов В.И., Досколович Л.Л., Звездин А.К.* // Компьютерная оптика. 2011. Т. 35. № 4. С. 432.
12. *Chumak A.V., Neumann T., Serga A.A. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. № 20. P. 205005.
13. *Веселаго В.Г., Владимиров И.В., Дорошенко Р.А., Сетченков Л.С.* // ФТТ. 1986. Т. 148. № 4. С. 272.
14. *Кабыченков А.Ф., Лисовский Ф.В.* // ЖТФ. 2022. Т. 92. № 3. С. 453.