

АНИЗОТРОПНАЯ ДИФРАКЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ МОД НА ОБЪЕМНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЕ В ПЛЕНКЕ ИЖГ

А.Н. С и г а е в, А.А. С т а ш к е в и ч

В работах [1-3] была реализована эффективная дифракция света ближнего ИК диапазона на спиновой волне (СВ) при их совместном распространении в ферромагнитной пленке (ФП), как в диэлектрическом волноводе (дифракция оптических волноводных мод). Однако в цитированных работах по разным причинам выпал из рассмотрения ряд интересных явлений, связанных с синфазным, либо противофазным наложением вкладов от двух магнитооптических (МО) эффектов: линейного по магнитному полю эффекта Фарадея и квадратичного по магнитному полю эффекта Коттона-Мутона. В [1, 3] эффект Коттона-Мутона вообще не принимался во внимание, в [2] была реализована ситуация, в которой эффект Фарадея дает практически нулевой вклад. В данной работе впервые экспериментально реализованы неколлинеарная анизотропная дифракция оптических волноводных мод (ОВМ) на объемной СВ и характерные для этого режима дифракции эффекты, получающиеся за счет наложения двух МО механизмов.

Эффективность дифракции ОВМ на СВ помимо прочих факторов (условия фазового синхронизма, величины интегралов перекрытия определяется квадратичной формой типа

$$\Delta \mathcal{E}_{эфф} = (\vec{\epsilon}^i, \Delta \hat{\epsilon} \vec{\epsilon}^d), \quad (1)$$

оценивающей эффективную величину возмущения диэлектрической проницаемости среды за счет намагниченности СВ. В (1) $\vec{\epsilon}^i, \vec{\epsilon}^d$ поляризации взаимодействующих ОВМ, соответственно падающей и рассеянной; $\Delta \hat{\epsilon}$ - величина возмущения тензора диэлектрической проницаемости намагниченностью СВ.

Кристаллы ферритов-гранатов, принадлежащие к кубической сингонии (в частности, иттрий-железный гранат (ИЖГ), использованный в нашем эксперименте) характеризуются относительно простой структурой МО тензоров. Для эффекта Фарадея

$$\Delta \mathcal{E}_{ij}^{AF} = if \delta_{ijk} M_k. \quad (2)$$

Для эффекта Коттона-Мутона можно получить представление [4]:

$$\Delta \mathcal{E}_{ij}^{CM} = g_{12} M^2 \delta_{ij} + 2g_{44} M_i M_j + (g_{11} - g_{12} - 2g_{44}) M^2 \hat{y}_{ij},$$

$$M_i = M e_i^M, \quad \hat{y} = \begin{vmatrix} (e_1^M)^2 & 0 & 0 \\ 0 & (e_2^M)^2 & 0 \\ 0 & 0 & (e_3^M)^2 \end{vmatrix}. \quad (3)$$

В (2, 3) δ_{ij} , δ_{ijk} – единичные тензоры второго и третьего рангов; M_i – вектор полной намагниченности ФП (постоянное магнитное поле плюс магнитное поле СВ); f , g_{11} , g_{12} , g_{44} – константы.

Можно показать [4], что в ситуации, реализованной в ходе эксперимента, вклад эффекта Коттона–Мутона определяется вторым слагаемым в (3): первое слагаемое вообще не дает вклада, вклад третьего незначителен (менее 17%). Взаимодействие света и СВ по существу представляет собой дифракцию света на фазовой дифракционной решетке, наведенной в пленке посредством МО эффектов спиновой волной. Режимы дифракции, при которых поляризации падающей и дифрагированной волн взаимоортогональны, будем по аналогии с акустооптикой называть анизотропными. При дифракции типа $TE \Rightarrow TM$, когда падающей является TE ОВМ, рассеянной – TM ОВМ, интенсивность света, рассеянного в первые дифракционные порядки, определяется формулой [4]:

$$I_{\pm 1} = c^2 (f \mp 2g_{44} \delta M^0)^2, \quad (4)$$

c – константа, M^0 – намагниченность насыщения ФП, δ – эллиптичность поляризации СВ. Для дифракции типа $TM \Rightarrow TE$ имеет место обратная картина:

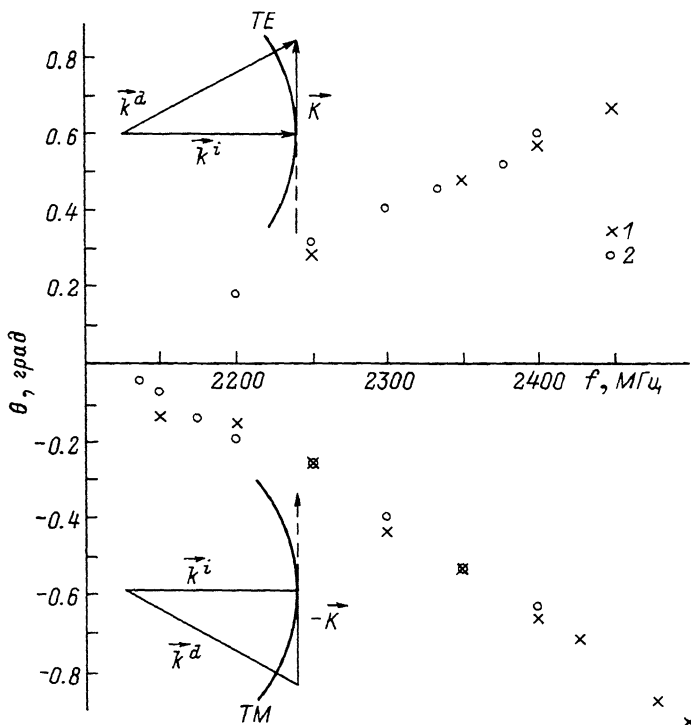
$$I_{\pm 1} = c^2 (f \pm 2g_{44} \delta M^0)^2, \quad (5)$$

т. е. плюс первый и минус первый порядки меняются местами. Иными словами, в зависимости от того, в какую сторону идет процесс взаимодействия ($TE \Rightarrow TM$ или $TM \Rightarrow TE$), наблюдается тот (см. (4)) или иной (см. (5)) характер асимметрии дифракционной картины. Величина асимметрии составляет величину порядка 10 дБ (данные по МО эффектам взяты из [5]).

В ходе эксперимента ОВМ ($\lambda = 1.15$ мкм) взаимодействовали с объемной СВ в неколлинеарной геометрии в двух режимах анизотропной дифракции: $TE \Rightarrow TM$ и $TM \Rightarrow TE$. На рисунке приведены векторные диаграммы, поясняющие геометрию взаимодействия. На диаграммах \vec{K} – волновой вектор СВ; \vec{k}^i , \vec{k}^d – волновые векторы световых волн: падающей и дифрагированной; окружности TE и TM – поверхности волновых векторов TE и TM ОВМ в плоскости ФП.

Взаимодействие происходило в пленке ИЖГ со следующими параметрами: толщина 5 мкм, ширина линии ферромагнитного резонанса 0.5 Э, ориентация пленки и подложки из гадолиний–галлиевого граната – [111]. Величина постоянного магнитного поля, приложенного к ФП перпендикулярно ее поверхности, составляла 2500 Э.

На рисунке представлены частотные зависимости угла рассеяния света в плюс первый дифракционный порядок (верхняя половина рисунка) при дифракции $TE \Rightarrow TM$. Рассеяние в минус первый порядок было ниже уровня оптических шумов. При дифракции $TM \Rightarrow TE$



имела место обратная ситуация: рассеяние в плюс первый порядок было ниже уровня оптических шумов. Частотная угловая зависимость рассеяния в минус первый порядок приведена в нижней половине рисунка. Измерения проводились для двух пар ОВМ: нулевой и первой. Экспериментальные точки отмечены цифрами 1 и 2 соответственно. При смене направления распространения СВ характер асимметрии дифракционной картины менялся на противоположный, что соответствует тому, что менялись местами плюс первый и минус первый порядки. Уровень оптических шумов в эксперименте составлял величину порядка -10 дБ.

Авторы благодарны Б.А. Калиникосу и Н.Г. Ковшикову за полезные консультации по вопросам распространения дипольно-обменных спиновых волн в тонких ферромагнитных пленках.

Л и т е р а т у р а

- [1] F i s h e r A.D., L e e J.N., G a y n o r E.S., T v e t e n A.E. - Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, No 9, p. 779-781.
- [2] T s a i C.S., Y o u n g D., C h e n W., A d k i n s L., et al - Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, No 7, p. 651-654.

- [3] Ст а ш к е в и ч А.А., К а л и н и к о с Б.А., К о в ш и -
ков Н.Г., Р у т к и н О.Г., и др. - Письма в ЖТФ, 1987,
т. 13, в. 1, с. 49-53.
- [4] Ст а ш к е в и ч А.А. - Оптика и спектроскопия, 1988,
т. 64, в. 1, с. 93-98.
- [5] П и с а р е в Р.В., С и н и й И.Г., К о л п а к о в а Н.Н.,
Я к о в л е в Ю.М. - ЖЭТФ, 1971, т. 60, в. 6, с. 2188-
2202.

Ленинградский электротехнический
институт им. В.И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
23 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5

12 марта 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ПРЕДРАЗРЯДНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ФОРМИРОВАНИЕ ОБЪЕМНОГО САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

Б.В. С е м к и н, Е.Э. Т р е ф и л о в,
Б.Г. Ш у б и н

В последнее время широко освещается в печати способ формиро-
вания объемного самостоятельного разряда ОСР, основанный на за-
полнении разрядного промежутка РП электронами Э, эмиттированны-
ми из плазмы возбужденного на катоде вспомогательного разряда
ВР [1-3]. Предложенный способ позволяет реализовать ОСР в
системах с большими апертурами [2] и отказаться от профилирова-
ния электродов [1]. Данные успехи, по мнению авторов [1, 3],
объясняются возможностью перераспределения электрического поля
Е в РП: уменьшением Е у катода и увеличением вблизи анода, от-
куда и начинают развиваться ионизационные процессы.

В настоящей работе приводятся данные о динамике возмущения
распределения поля $E_a(t)$ у поверхности анода при движении Э в
РП, а также по влиянию данных возмущений $E_a(t)$ на простран-
ственную структуру ОСР.

Рассмотрим процесс перераспределения Е в РП от момента $t=0$
возбуждения ВР до момента t_n достижения Э анода в системе
бесконечных плоских электродов без учета ионизации и прилипания
в газе при напряжении U на промежутке - *const*. Допустим, что
эмиссия электронов из плазмы ВР происходит в течение времени
 $t_3 \ll t_n$, за счет чего у катода создается однородный заряженный
слой с поверхностной плотностью зарядов $\sigma = \frac{U}{l\epsilon}$ и толщиной
 $t_3 \mu E_a(0) \ll l$, где l - длина промежутка, ϵ - диэлектрическая