

Если в (13) принять $x=0$, то система уравнений для гармоник магнитной индукции согласуется с соответствующими выражениями, предложенными В. К. Аркадьевым [2].

Полученные уравнения соответствуют известным физическим представлениям о процессе перемангничивания ферромагнетика переменным магнитным полем, правильно описывают зависимость параметров магнитного поля в ферромагнитном полупространстве и на его поверхности от электромагнитных характеристик ферромагнетика, что позволяет применить их для решения ряда прикладных задач, например, неразрушающего контроля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дорогов Ю. И., Лучевский Б. А.— «Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, мат., физ., мех.», 1976, № 2, 29.
2. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах, ч. 2. Электромагнитное поле. М.— Л., 1936.

Поступила в редакцию
14/1 1977 г.

Кафедра радиотехники и физической электроники,
Отдел неразрушающего контроля АН БССР

УДК 535.514.2

И. Д. БОНДАРЕНКО, Б. Ю. ХАНОХ

ИССЛЕДОВАНИЕ СОБСТВЕННОГО СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ТЕТРАЭДРИЧЕСКОГО ПРИЗМЕННОГО ОТРАЖАТЕЛЯ

Тетраэдрические призмные отражатели на основе полного внутреннего отражения в значительной степени изменяют состояние поляризации отраженной световой волны [1—3]. Однако в некоторых случаях их применения (например, в интерферометрии, в лазерной технике и т. д.) необходимо, чтобы состояние поляризации отраженной световой волны было инвариантным состоянию поляризации падающей волны (собственное состояние поляризации).

Уравнение, из которого можно определить собственное состояние поляризации, имеет следующий вид [1]:

$$C_{ij} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = K \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где C_{ij} — матрица поляризующего действия тетраэдрического призмного отражателя; a — составляющая вектора падающей световой волны, перпендикулярная к плоскости падения, а b — лежащая в плоскости падения; K — собственные значения, характеризующие фазовые и амплитудные изменения, вносимые отражателем в компоненты электрического вектора отраженной волны.

Значения K можно найти из характеристического уравнения вида:

$$\begin{vmatrix} c_{11} - K & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} - K \end{vmatrix} = 0; \quad (2)$$

$$K_{1,2} = \frac{1}{2} [(c_{11} + c_{22}) \pm \sqrt{(c_{11} + c_{22})^2 - 4(c_{11}c_{22} - c_{12}c_{21})}]. \quad (3)$$

Собственное состояние поляризации определяется отношением b/a составляющих собственного вектора, которое нетрудно получить из (1):

$$\frac{b}{a} = \frac{K - c_{11}}{c_{12}}. \quad (4)$$

Подставив в (4) выражения коэффициентов матрицы C_{ij} , приведенные в [1], получим следующее соотношение:

$$\frac{b}{a} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) \left[1 \pm \left(1 + 3 \sec^2 \frac{\delta}{2}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \exp\left(i \frac{\delta}{2}\right), \quad (5)$$

где $\delta = \varphi - \chi$ — разность фаз между составляющей отраженной световой волны, нормальной плоскости падения, и составляющей, лежащей в плоскости падения, при однократном отражении от одной грани призмы.

Предположим, что отражение электромагнитной волны на гранях призмы происходит без потерь и отсутствуют потери в материале призмы. Тогда собственные значения K уравнения (1) будут характеризовать лишь возможные фазовые сдвиги γ между компонентами отраженной волны, вносимые отражателем, т. е. K имеет вид: $K = \exp(i\gamma)$, где γ — полный фазовый сдвиг, который можно получить из (3) в следующем виде, после подстановки коэффициентов матрицы C_{ij} :

$$\gamma = \frac{3}{2}(\varphi + \chi) - \frac{\pi}{2} \pm \arccos\left[\frac{1}{2} \left|\sin \frac{\delta}{2}\right| \left(2 + \cos^2 \frac{\delta}{2}\right)\right]. \quad (6)$$

Соотношение (4) позволяет определить основные параметры эллипса поляризации отраженной световой волны, отвечающей собственному состоянию поляризации тетраэдрического призмного отражателя:

азимут поляризации α

$$\alpha = \frac{1}{2} \arctg \left[\frac{2A(\delta)}{1 - A^2(\delta)} \cos \frac{\delta}{2} \right], \quad (7)$$

эллиптичность $\operatorname{tg} \beta$

$$\operatorname{tg} \beta = \operatorname{tg} \left\{ \frac{1}{2} \arcsin \left[\frac{2A(\delta)}{1 + A^2(\delta)} \sin \frac{\delta}{2} \right] \right\}, \quad (8)$$

где

$$A(\delta) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cos \left[1 \pm \left(1 + 3 \sec^2 \frac{\delta}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (9)$$

При полном внутреннем отражении фазовые сдвиги φ и χ для составляющих электрического вектора световой волны имеем:

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = \frac{1}{n \cos \Theta} \sqrt{n^2 \sin^2 \Theta - 1}, \quad \operatorname{tg} \frac{\chi}{2} = n^2 \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}, \quad (10)$$

где n — показатель преломления материала призмы; Θ — угол падения света на отражающую грань.

Тогда разность фаз δ , с учетом формул (10), будет определяться следующим выражением:

$$\delta = 2 \arctg \left[- \frac{\operatorname{ctg} \Theta}{n \cdot \sin \Theta} \sqrt{n^2 \sin^2 \Theta - 1} \right]. \quad (11)$$

Рассмотрим зависимость собственного состояния поляризации тетраэдрического призмного отражателя от показателя преломления материала призмы и длины волны падающего света. Для этого воспользуемся дисперсионной зависимостью показателя преломления материала призмы от длины волны. Для оптических стекол в видимой и ближней инфракрасной области спектра эта зависимость устанавливается эмпирической формулой Гартмана:

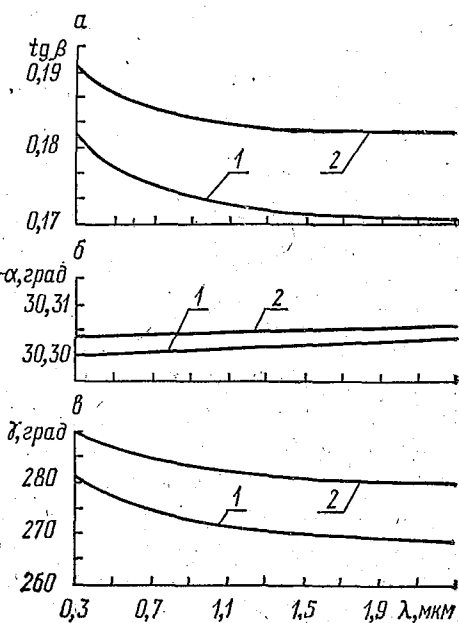
$$n = n_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^\alpha}, \quad (12)$$

где n_0 , c , α , λ_0 — постоянные для данной марки стекла величины ($\alpha \sim 1$).

Нами рассчитаны зависимости эллиптичности $\text{tg } \beta$, азимута поляризации α и полного фазового сдвига γ от длины волны падающего света для собственного состояния поляризации тетраэдрических призм полного внутреннего отражения, изготовленных из стекла марки К-8 и БК-10. Численные значения коэффициентов C_{ij} взяты из работы [4]. Результаты расчетов представлены на рисунке. В видимой области спектра электромагнитного излучения наблюдается довольно сильная зависимость поляризационных параметров световой волны, отвечающей собственному состоянию поляризации отражателя, от длины волны излучения. В ближней же инфракрасной области спектра спектральная зависимость поляризационных параметров световой волны выражена слабее, а на длинах волн $\lambda \geq 1,7$ мкм практически не наблюдается.

Рассчитаны также зависимости поляризационных параметров световой волны от показателя преломления материала тетраэдрического призмного отражателя полного внутреннего отражения. В таблице приведены значения фазовых сдвигов δ , рассчитанных по формуле (11). Анализ полученных данных свидетельствует о том, что для собственного состояния поляризации отражателя при изменении показателя преломления материала призмы от 1,25 до 1,60 эллиптичность отраженного света увеличивается более, чем в три раза (от 0,06 до 0,19), азимут поляризации изменяется примерно на $1,2^\circ$, а фазовый сдвиг $\Delta\gamma \approx 180^\circ$.

Таким образом, зависимость поляризационных параметров световой волны, отвечающей собственному состоянию поляризации призмных отражателей, от показателя преломления материала призмы и длины волны падающего излучения необходимо учитывать при энергетическом расчете приборов, в которых применяются тетраэдрические призмные отражатели на основе полного внутреннего отражения.



Зависимость эллиптичности (а), азимута поляризации (б) и полного фазового сдвига (в) световой волны, соответствующей собственному состоянию поляризации призмного отражателя, от длины волны:

1 — для стекла К-8; 2 — БК-10

**Поляризационные параметры отраженной волны
для собственных состояний поляризации призм
полного внутреннего отражения ($n = 1,25 \div 1,60$)**

n	δ , град	γ , град	α , град	$\operatorname{tg} \beta$
1,25	—16,011	106,13	30,287	0,0600
1,26	—18,781	123,82	30,287	0,0740
1,27	—21,125	138,44	30,290	0,0830
1,28	—23,171	151,03	30,290	0,0920
1,29	—24,998	162,12	30,291	0,0980
1,30	—26,648	171,95	30,291	0,1030
1,31	—28,156	180,76	30,292	0,1090
1,32	—29,525	188,81	30,292	0,1140
1,33	—30,802	196,21	30,292	0,1190
1,34	—31,994	202,98	30,293	0,1245
1,35	—33,100	209,26	30,293	0,1285
1,36	—34,160	215,11	30,294	0,1320
1,37	—35,151	220,54	30,294	0,1350
1,38	—36,091	225,71	30,295	0,1385
1,39	—36,973	230,45	30,295	0,1420
1,40	—37,798	234,97	30,296	0,1450
1,41	—38,618	239,21	30,296	0,1480
1,42	—39,385	243,24	30,297	0,1510
1,43	—40,119	247,09	30,298	0,1540
1,44	—40,795	250,72	30,298	0,1565
1,45	—41,477	254,17	30,299	0,1595
1,46	—42,114	257,39	30,299	0,1625
1,47	—42,726	260,54	30,300	0,1645
1,48	—43,310	263,54	30,300	0,1675
1,49	—43,889	266,35	30,301	0,1700
1,50	—44,433	269,11	30,301	0,1720
1,51	—44,960	271,73	30,302	0,1745
1,52	—45,453	274,25	30,302	0,1760
1,53	—45,957	276,64	30,303	0,1780
1,54	—46,416	278,97	30,303	0,1800
1,55	—46,885	281,16	30,304	0,1815
1,56	—47,321	283,34	30,304	0,1835
1,57	—47,739	285,41	30,305	0,1855
1,58	—48,152	287,41	30,305	0,1870
1,59	—48,564	289,28	30,306	0,1885
1,60	—48,942	291,18	30,306	0,1900

ЛИТЕРАТУРА

1. Реск Е. Р.— «IOSA», 1962, 52, № 3, 253.
2. Leonhard К.— «Optik», 1972, 36, № 5, 509.
3. Бондаренко И. Д., Ханох Б. Ю.— «Вестн. Белорусского ун-та. Сер. мат., физ., мех.», 1976, № 1, 63.
4. Бондаренко И. Д., Ханох Б. Ю.— «Вестн. Белорусского ун-та. Сер. мат., физ., мех.», 1976, № 3, 57.

Поступила в редакцию
9/III 1977 г.

Кафедра электрофизики