

УДК 621.374.5

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В ПЛАСТИНКАХ И ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

А. В. Висацкас, В. П. Ивашка, И. И. Мешкаускас

Исследовано распространение волновых пакетов и гармонических волн в поликристаллических пластинках и монокристаллических пленках железиттриевого граната (ЖИГ). Основные параметры волн определены, используя уравнения плоского волновода, а также уравнения магнитостатики. Получено хорошее совпадение теоретических результатов с экспериментальными.

Хорошо известны весьма необычные свойства распространения волновых пакетов в диспергирующей среде [1]. Если ферритмагнитное вещество находится во внешнем магнитном поле, то свойства распространяющегося в нем волнового пакета определяются не только дисперсией; но и гиротропией.

Некоторые особенности распространения волновых пакетов в ферритовых пластинках исследовались в [2]. В [3] приведены результаты исследований распространения волновых пакетов в ферритовых пленках.

В настоящей работе проведен сравнительный анализ распространения волновых пакетов в ферритовых пластинках и пленках. Рассматривается случай поперечного подмагничивания, т.е. волновой пакет распространяется по направлению, перпендикулярному внешнему подмагничивающему полю H_0 . Предполагается, что характеристики пакета и параметры среды не зависят от координаты z , направленной вдоль подмагничивающего поля. Границы раздела сред параллельны оси x (рис. 1).

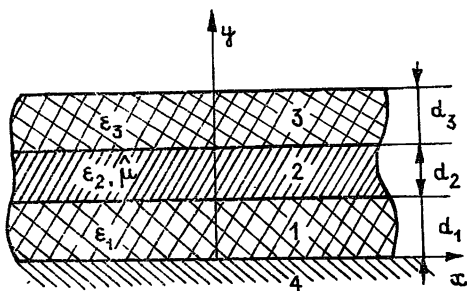


Рис. 1.

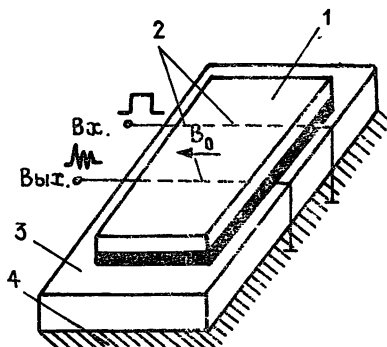


Рис. 2.

Рис. 1. Плоский ферритовый волновод:

1, 3 — диэлектрические слои с проницаемостями ϵ_1 и ϵ_3 соответственно, 2 — ферритовый слой (пластинка или пленка), 4 — металлическая заземленная плоскость.

Рис. 2. Макет плоского ферритового волновода:

1 — пленка ЖИГ на подложке галлий-гадолиниевое граната или пластинка, 2 — микрополоски, 3 — диэлектрический (поликоровый) слой, 4 — металлическая заземленная плоскость.

Относительная диэлектрическая проницаемость первого диэлектрического слоя $\epsilon_1=9,6$, толщина $d_1=1$ мм. Исследовались три ферритовых образца: I и II — это пленки железиттриевого граната на подложке галлий-гадолиниевого граната, III — поликристаллическая пластинка феррита марки 10СЧ6. Такой выбор образцов обусловлен тем, что они имеют близкие по величине значения намагниченности насыщения M , которые для I и II образцов равны 0,175 Тл, для III — 0,178 Тл. Толщина d^2 I образца равна 4,54, II — 10,43 и III — 1000 мкм. Толщина слоя 3 (рис. 1) d_3 для образцов I и II равна 0,5 мм. Численные исследования распространения гармонических волн в плоском ферритовом волноводе показали, что диэлектрические проницаемости $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ в пределах точности не влияют на параметры распространяющихся волн. Поэтому в расчетах было принято $\epsilon_3=1, d_3$ — бесконечно большое, $\epsilon_2=15,5$.

Макет плоского ферритового волновода, в котором возбуждались и распространялись пакеты электромагнитных волн и гармонические волны, показан на рис. 2. Возбуждающими и приемными антеннами служили с одного конца заземленные микрополоски, нанесенные на первый слой диэлектрика. Ширина микрополосок была 90 мкм при исследовании пленок и 1 мм — при исследовании пластинки. Расстояние между антеннами 0,5 см. Для возбуждения волнового пакета в волноводе использованы видеоимпульсы, параметры которых следующие: частота повторения 10 МГц, амплитуда 6 В на нагрузке 50 Ом, длительность импульса 50 нс, длительность нарастания 0,7 нс, длительность спада 1 нс.

Как известно [4], величина времени нарастания, начиная с которого его можно считать бесконечно коротким, определяется намагниченностью насыщения. Для ферритов, использованных в данной работе, время нарастания 0,7 нс можно считать бесконечно коротким, а длительность импульса (50 нс) бесконечно большой, т.е. можно считать, что волновой пакет возбуждается ступенькой тока с бесконечно коротким временем нарастания.

В безграничной ферритовой среде при указанных условиях скачок тока одновременно возбуждает два волновых пакета (импульса). Временная зависимость единственной компоненты электрического поля E_z указанных импульсов при $t > r\sqrt{\epsilon_2\mu_0\epsilon_0}$ описывается следующими выражениями [2]:

$$E_z^1(t) = -\frac{1}{2\pi} \mu_0 \int_0^{\omega_1} \sin(\omega_1 t - qt) \frac{\omega_2^2 - (\omega_1 - q)^2}{q(2\omega_1 - q)} \times \quad (1)$$

$$\times J_0 \left[\sqrt{\epsilon_2\mu_0\epsilon_0} r (\omega_1 - q) \sqrt{\frac{\omega_2^2 - (\omega_1 - q)^2}{q(2\omega_1 - q)}} \right] dq;$$

$$E_z^2(t) = -\frac{1}{2\pi} \mu_0 \int_0^{\infty} \sin(\omega_2 t + qt) \frac{q(2\omega_2 + q)}{(\omega_2 + q)^2 - \omega_1^2} \times \quad (2)$$

$$\times J_0 \left[\sqrt{\epsilon_2\mu_0\epsilon_0} r (q + \omega_2) \sqrt{\frac{q(2\omega_2 + q)}{(\omega_2 + q)^2 - \omega_1^2}} \right] dq,$$

где $J_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя второго рода, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ [Гн/м], $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ [Ф/м], t [с] — время, $\omega_1 = (\gamma/\mu_0) \times \sqrt{B_0(B_0 + M)}$, $\omega_2 = (\gamma/\mu_0) (B_0 + M)$, $\gamma = 2,21 \cdot 10^5$ [(А/м) $^{-1} \cdot$ с $^{-1}$] — гиромагнитное соотношение, ϵ_2 — относительная диэлектрическая проницаемость ферритовой среды, B_0 [Тл] — индукция подмагничивающего поля, M [Тл] — намагниченность насыщения ферритовой среды, q — переменная интегрирования с размерностью частоты, r [м] — расстояние от места воздействия скачка тока до точки наблюдения. При $t < r\sqrt{\epsilon_2\epsilon_0\mu_0}$ $E_z^1(t)$ и $E_z^2(t)$ равны нулю.

Теоретическое исследование возбуждения и распространения волновых пакетов в ферритовом волноводе затруднительно. Поэтому изучение особенностей распространения пакетов проведено экспериментально. Исследованы особенности распространения отдельных составляющих спектра пакета. Для тех же целей проводилось возбуждение волн гармоническим сигналом. Полученные результаты показали, что характеристики составляющих спектра пакета и волн, возбужденных гармоническим сигналом, идентичны.

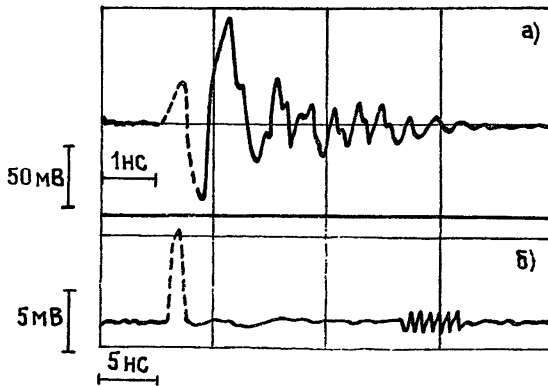


Рис. 3 Осциллограммы импульсов.

Типичные осциллограммы импульсов, возбужденных в приемной антенне распространяющимися волновыми пакетами, показаны на рис. 3. На указанном рисунке осциллограмма а) получена для образца III (пластинка 10СЧ6) при $B_0 = 16$ мТл, б) — для образца II (пленка ЖИГ) при $B_0 = 11,3$ мТл. Из приведенных осциллограмм видно существенное различие между полученными пакетами. Импульсы (или часть их), обозначенные пунктирными линиями, не зависят от подмагничивающего поля и относятся к электромагнитной наводке. Импульсы, обозначенные сплошными линиями, являются волновыми пакетами, возбужденными в ферритовом волноводе. Они сильно зависят от величины подмагничивающего поля. Для пластинки пакет с точностью эксперимента не имеет задержки относительно наводки. Для пленки задержка составляет 22 нс. Форма пакетов указывает на различный спектральный состав обоих импульсов. Для пластинки спектр более сложный. Исследования показали, что спектральная плотность импульса, полученного в пластинке, имеет два максимума на частотах ω_1 и ω_2 . При этом величина максимума на частоте ω_2 намного меньше, чем на частоте ω_1 . О наличии двух преобладающих частот в спектре указывает и амплитудная модуляция волнового пакета, возбужденного в пластинке (рис. 3). Для пакета в пленке спектральные составляющие с центральной частотой ω_2 отсутствуют. В обоих случаях основную роль играют спектральные составляющие с центральной частотой ω_1 . Это показывает, что в ферритовом волноводе возбуждается волновой пакет, похожий на импульс в безграничной среде, описываемый формулой (1).

Большую разницу в задержках пакетов, полученных в пластинке и пленке, обуславливает отличие скоростей распространения. Наблюдается также большое различие между значениями волновых чисел k отдельных гармоник пакетов, полученных в пластинке и пленках. Зависимость волновых чисел от частоты показана на рис. 4. На указанном рисунке значения волновых чисел для волновода (рис. 1) подсчитаны, используя классическую методику плоского ферритового волновода [5], формулы магнитостатического приближения [6], и измерены экспериментально. Наличие диэлектрического слоя l приводит к тому, что для ферритовых пленок невязанность отсутствует. Для пластинки некоторая невязанность наблюдается. Поэтому результаты

на рис. 3, 4 для пластинки даны для такого направления B_0 , при котором значения k наибольшие.

Из полученных результатов следует, что малые (несколько долей пикосекунды) времена задержки пакета в пластинке обусловлены большой скоростью распространения волн в ней.

Следует обратить внимание, что для объяснения распространения волн в пластинке и пленке не требуется никаких новых понятий кроме обычного плоского ферритового волновода, изученного Микаэляном [5]. Однако сравнительно большие значения волновых чисел в ферритовом волноводе приводят к тому, что здесь часто нет необходимости решать дисперсионное уравнение полностью, т. е. достаточно магнито-статического приближения.

Рис. 4. Дисперсионные кривые:

1, 2 — для образцов I и II соответственно, 3 — образца III (значения k умножены в 20 раз). Кривые с кружками — экспериментальные, сплошные — теоретические, полученные используя уравнения плоского ферритового волновода, пунктирные — теоретические, полученные используя магнито-статическое приближение.

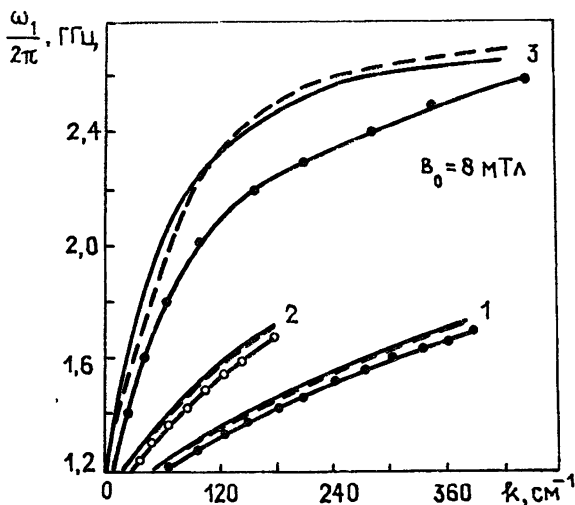
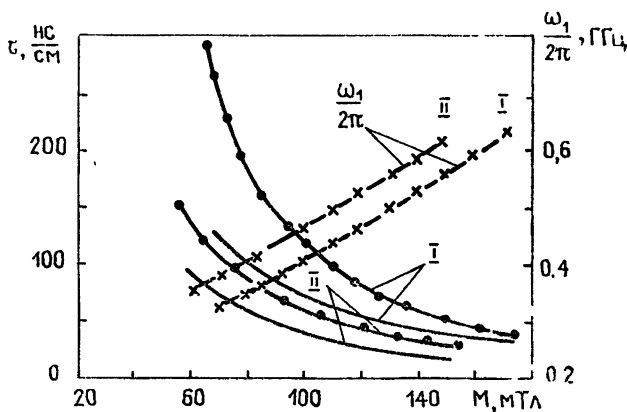


Рис. 5. Зависимости времени групповой задержки τ и частоты заполнения $\omega_1/2\pi$ от намагниченности насыщения M . Экспериментальные кривые — с кружками, сплошные — теоретические. I, II обозначают образцы I, II.



Небольшое отклонение теории от эксперимента для пластинки объясняется влиянием размагничивающих полей.

Большие времена задержки, сравнительно узкий спектр и малая длительность волнового пакета в ферритовой пленке делают ее весьма перспективной для применения в импульсной СВЧ технике. Из формулы (1) следует, что частота ω_1 и другие характеристики волнового пакета должны сильно зависеть от величины намагниченности насыщения M . Технологическими средствами менять намагниченность насыщения сложно. Поэтому в данной работе использовалась зависимость намагниченности насыщения от температуры, которая повышалась от комнатной до близкой к температуре фазового перехода. Исследования показали, что изменение M наиболее сильно влияет на задержку пакета и на «частоту заполнения» $\omega = \omega_1$. Результаты этих измерений для пленок I и II представлены на рис. 5. Индукция подмагничивающего поля для пленки I — $B_0 = 2,5$ мТл, II — $B_0 =$

$\approx 3,5$ мТл. На том же рисунке даны рассчитанные зависимости времени задержки. Как видно из рисунка, задержка, определенная из учета только одной спектральной составляющей, получается всегда заниженной.

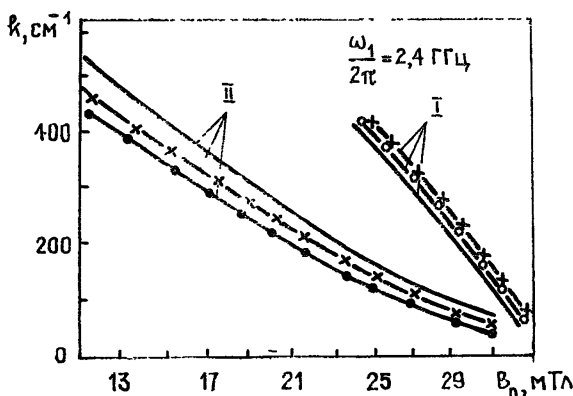


Рис. 6. Зависимости волнового числа k от B_0 :
I — для образца I, II — для образца II
(сплошные — теоретические, с крестиками — экспериментальные при возбуждении гармоническим сигналом, с кружками — ступенькой тока).

Волновой пакет вполне можно использовать для исследования особенностей распространения электромагнитных волн в диспергирующей и гиротропной среде. Для примера на рис. 6 приведены зависимости волнового числа k от индукции подмагничивающего поля волн, возбужденных гармоническим сигналом с частотой $\omega/2\pi = 2,4$ ГГц, и для соответствующей гармоники пакета. Измерения волнового числа в обоих случаях проводились интерференционным методом [7]. На этом же рисунке приведены расчетные значения k , определенные из дисперсионного уравнения для плоского ферритового волновода. Контрольные расчеты показали, что магнитостатическое приближение дает аналогичные результаты.

Основные выводы работы заключаются в том, что показаны возможности возбуждения волновых пакетов ступенькой тока в плоском ферритовом волноводе, а также области применения исследованного явления. Установлено, что все основные характеристики распространения как волновых пакетов, так и гармонических волн полностью описываются уравнениями плоского ферритового волновода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бхатнагар П. Нелинейные волны в одномерных дисперсных системах. — М.: Мир, 1983, с. 16.
 2. Висацкас А. В., Ивашка В. П., Шугуров В. К. Тезисы докладов VI Международной Гиромагнитной конференции. — Варна, 1982, с. 3.
 3. Висацкас А. В., Ивашка В. П., Мешкаускас И. И. — Письма в ЖТФ, 10, № 15, с. 905.
 4. Висацкас А. В., Ивашка В. П., Мешкаускас И. И. — Лит. физ. сб., 1984, 24, № 1, с. 108.
 5. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. — Л.: Госэнергоиздат, 1963, с. 196.
 6. Никитов В. А., Никитов С. А. — Зарубежная радиоэлектроника, 1981, № 2, с. 41.
 7. Есиков О. С., Фетисов Ю. К., Царьков А. Г. — ЖТФ, 1982, 52, № 4, с. 719.
- Вильнюсский государственный университет

Поступила в редакцию
16 июля 1985 г.

PROPAGATION OF ELECTROMAGNETIC WAVE PACKETS IN YIG PLATES AND FILMS

A. V. Visatskas, V. P. Ivashka, I. I. Meshkauskas

Electromagnetic wave packets were excited by step of current in ferrite plates and films. It is showed that propagation of wave packets is different in plates and films. The packet in plates has spectral density with two maxima and very short group delay time. The spectral density of the packet in films has only one maximum and group delay time is more than 10 ns/cm. The interpretation of peculiarity propagation of packets is based on the model of planar ferrite waveguide.