

при фокусировке излучения с помощью цилиндрической линзы. Интенсивность света выбиралась таким образом, чтобы переключения структуры не происходило. Затем на полосу засвета направлялся сфокусированный сферической линзой переключающий световой пучок. Его интенсивность выбиралась таким образом, чтобы НРФП переключился на другую устойчивую ветвь амплитудно-амплитудной характеристики. В результате происходило локальное переключение структуры и в световом «штрихе» на выходе НРФП появлялось локальное изменение интенсивности, которое сохранялось и после выключения переключающего светового пучка. Время хранения записанной информации ограничивалось за счет паразитных процессов теплопереноса и в нашем случае не превышало 1 с.

Таким образом, нами исследованы бистабильные характеристики, пространственное разрешение и быстродействие структуры, реализован режим оптической памяти для НРФП. Подобные нелинейно-оптические структуры не являются спектрально селективными, а управляющие плотности мощности меньше плотности мощности, необходимой для управления НРФП на основе пленок полупроводников типа $A^{III}B^{VI}$. Простота изготовления жидкостного нелинейно-оптического резонатора Фабри—Перо делает его удобным как для модельных экспериментов по исследованию термооптической бистабильности, так и для ряда практических приложений, не требующих больших быстродействий. Параметры подобных НРФП могут быть улучшены за счет оптимизации характеристик элементов резонатора.

Список литературы

- [1] *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988. 518 с.
- [2] *Gibbs H. M., MacCall S. L., Venkatesen T. N. C.* // Opt. Eng. 1980. Vol. 19. N 6. P. 463—467.
- [3] *Lloyd A. D., Janossy I., Mackenzie H. A., Wherrett B. S.* // Opt. Commun. 1987. Vol. 61. N 5. P. 339—344.
- [4] *Hutchings D. C., Lloyd A. D., Janossy I., Wherrett B. S.* // Opt. Commun. 1987. Vol. 61. P. 345—350.
- [5] *Абусев В. М., Кузарева Е. И., Леонов Е. И.* и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 12. С. 2413—2416.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
30 июня 1989 г.

05; 06; 09

Журнал технической физики, т. 60, в. 9, 1990

© 1990 г.

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОБРАТНЫХ ОБЪЕМНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН С ЗАМЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ В СТРУКТУРАХ ФЕРРИТ—СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК

*В. Б. Анфиногенов, Т. Н. Вербицкая, П. Е. Зильберман,
Г. Т. Казаков, С. В. Мериакри, В. В. Тихонов*

Электромагнитные волны (ЭМВ) в слоистых структурах феррит—сегнетоэлектрик, будучи сильно замедленными из-за большой диэлектрической проницаемости ϵ сегнетоэлектрика, могут распространяться синхронно с магнитоэлектрическими волнами (МСВ) и резонансно взаимодействовать с ними через границу раздела сред [1]. При таком взаимодействии возникают гибридные электромагнитно-спиновые волны (ГЭСВ), ранее обнаруженные и исследованные в структуре феррит—сегнетоэлектрик в условиях, когда направление распространения ГЭСВ перпендикулярно касательному подмагничивающему полю H_0 и в феррите существует поверхностная МСВ (ПМСВ) [1, 2]. В данной работе мы хотим сообщить о результатах теоретического и экспериментального исследования свойств ГЭСВ, распространяющихся вдоль H_0 , когда в феррите существует обратная объемная МСВ (ООМСВ). Интерес к ООМСВ вызван тем, что она имеет групповые скорости, противоположные по знаку скоростям ЭМВ. При гибридизации таких волн в частотном спектре возникает запрещенная полоса («щель») и ослабление сигнала вызывается не увеличением поглощения, как в [1, 2], а непрониканием волны [3].

Вывод дисперсионного уравнения и расчет дисперсионной зависимости и декрементов ГЭСВ, бегущих вдоль H_0 , выполнялись для структуры из бесконечных слоев сегнетоэлектрика и феррита, разделенных зазором t . Предполагалось, что в слое сегнетоэлектрика с $\epsilon \geq 10^3$ существенную роль играет запаздывание ЭМВ, а в ферритовом слое выполняются условия магнитоэластики [4]. [Полученное дисперсионное уравнение имеет вид

$$\left(\operatorname{tg} \frac{qb}{2\sqrt{-\mu}} - \sqrt{-\mu} \right) \left(\operatorname{ctg} \frac{qb}{2\sqrt{-\mu}} + \sqrt{-\mu} \right) \left(\frac{x}{q} + \operatorname{tg} \frac{xd}{2} \right) \left(\frac{x}{q} - \operatorname{ctg} \frac{xd}{2} \right) = e^{-2qt} \left(1 + \frac{x^2}{q^2} \right) (1 - \mu), \quad (1)$$

где $x^2 = (\omega^2 \epsilon / c^2) - q^2$; $\mu(\omega)$ — диагональная компонента тензора магнитной проницаемости; $\omega = 2\pi$ — круговая частота волны; c — скорость света; q — волновое число ГЭСВ; b, d — толщины ферритового и сегнетоэлектрического слоев соответственно.

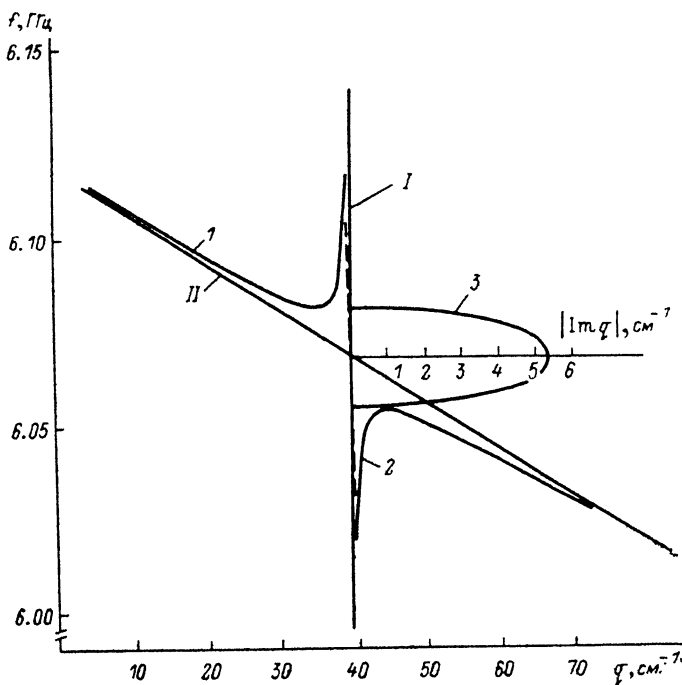


Рис. 1. Рассчитанные дисперсионные и частотная зависимости декремента.

I, II — дисперсионные зависимости ЭМВ и МСВ в пренебрежении связью; $I, 2$ — дисперсионные зависимости ГЭСВ; 3 — частотная зависимость декремента ГЭСВ.

Множители в левой части уравнения (1), будучи приравнены к нулю, дают парциальные законы дисперсии ООМСВ в феррите и замедленных ЭМВ в сегнетоэлектрике, причем как ООМСВ, так и ЭМВ имеют много мод. Моды ООМСВ номеруем индексом m , а ЭМВ — индексом n , причем так, чтобы номера возрастали с частотой (при фиксированном q). При $\epsilon < 10^4$ и $d \sim 500$ мкм в диапазоне $f < 7$ ГГц ГЭСВ образуются только благодаря пересечению дисперсионных зависимостей ЭМВ с $n=1$ и МСВ с $m=0$. Как отмечалось в [2], ЭМВ с $n=0$ однородны по толщине сегнетоэлектрического слоя, поэтому очень слабо взаимодействуют с существенно неоднородным полем МСВ. В экспериментах его взаимодействие не проявлялось. Все моды МСВ с $m \sim 1$ имеют частоты, практически совпадающие с верхней граничной частотой дипольного спектра. Их взаимодействие с ЭМВ, видимо, приводит лишь к некоторому сдвигу граничной частоты.

В уравнении (1) первый и последний множители в левой части разлагались в ряд по степеням отклонений частоты $\Delta\omega$ и волнового числа Δq от точки пересечения (ω_i, q_i) дисперсионных зависимостей волн с $n=1$ и $m=0$. Таким путем (1) сводилось к квадратному уравнению и легко решалось. На рис. 1 представлены результаты такого решения для параметров структур, исследованных экспериментально ($b=16$ мкм; $d=600$ мкм; $t=200$ мкм; $H_0=1480$ Э; $4\pi M_s=1750$ Гс, где M_s — намагниченность насыщения в железиттриевом

гранате (ЖИГ)). Величина ϵ находилась из условия, чтобы частота f_i совпала с частотой в центре провала на экспериментально полученных амплитудно-частотных характеристиках (АЧХ) (рис. 2). Отсюда получилось $\epsilon=1600$. Результаты аналитического решения были затем проверены и подтверждены путем прямого численного решения (1) с помощью ЭВМ.

Из рис. 1 видно, что между ветвями дисперсии ГЭСВ I и 2 возникает запрещенная полоса частот — «щель». На частотах внутри этой «щели» поле волн может проникать от входного к выходному преобразователю, лишь экспоненциально затухая. Поэтому сигнал на выходном преобразователе должен быть сильно ослаблен, причем наибольшее ослабление должно наблюдаться на частоте f_i , на которой декремент $|\text{Im } q|$ максимален.

В экспериментах исследовались структуры типа а и б на рис. 2. В этих структурах использовалась стандартная пленка ЖИГ ориентации (111) размером $2 \times 10 \times 0.016$ мм а также пластины сегнетокерамики ВК-2 ($\epsilon \sim 10^3$) размерами $2 \times 8 \times 0.6$ мм. Для возбуждения и приема волн применялись проволочные преобразователи диаметром ~ 40 мкм. Для

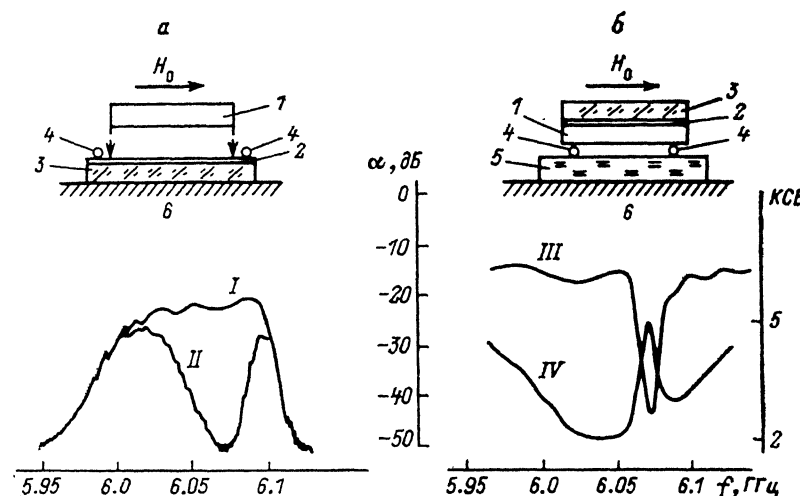


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики структур.

1 — сегнетоэлектрическая пластина, 2 — пленка ЖИГ, 3 — подложка, 4 — преобразователи, 5 — поликор, 6 — металл, α — ослабление в дБ, f — частота в ГГц. I, II — экспериментальные зависимости α (f) в структуре а, причем I — для зазора $t=\infty$, II — для $t=0.2$ мм; III — экспериментальная зависимость α (f) в структуре б; IV — зависимость КСВ от f в структуре б. Структуры а, б показаны на вставках.

получения зазора между пленкой ЖИГ и пластиной ВК-2 применялись слюдяные вставки. Макет помещался в насыщающее магнитное поле H_0 .

Обсудим вид АЧХ структуры типа а, показанной на рис. 2. При нулевом зазоре t наблюдается глубокий провал, срезающий всю высокочастотную часть АЧХ. С возрастанием зазора провал сужается, причем его центр f_i располагается внутри АЧХ. Максимальная глубина провала без учета общих потерь в полосе существования МСВ составляет ~ 30 дБ. Этот провал, как мы считаем, вызван непропусканием волн. В самом деле, взяв поле $H_0 \approx 1480$ Э, получаем, что на дисперсионной зависимости ООМСВ частоте $f_i \approx 6068$ МГц соответствует волновое число $q_i \approx 40$ см $^{-1}$ (рис. 1). Эта точка, как оказывается, может лежать и на дисперсионной зависимости ЭМВ с $n=1$, если подобрать в сегнетоэлектрике $\epsilon \approx 1600$, которое представляется вполне разумным. При зазоре $t=200$ мкм теория предсказывает ширину полосы непропускания $\Delta f \sim 27$ МГц, а максимальное ослабление в этой полосе ~ 40 дБ (так как длина распространения ГЭСВ ~ 0.8 см). Это вполне согласуется с экспериментальными данными (рис. 2). Некоторое (~ 10 дБ) расхождение в оценке ослабления можно объяснить погрешностями измерений при больших уровнях ослабления. На рис. 2 показаны также АЧХ и частотная зависимость КСВ в структуре типа б, в которой преобразователь возбуждает непосредственно замедленную ЭМВ, а затем уже возбуждение передается в пленку ЖИГ. Как видно, на этой АЧХ также наблюдается провал с той же частотой в центре f_i . Кроме того, измеренный КСВ в полосе частот провала увеличивается. Иными словами, усиливается отражение волн. Это служит дополнительным свидетельством в пользу того, что провал на АЧХ вызван непропусканием.

Таким образом, в структуре феррит-сегнетоэлектрик впервые наблюдалась запрещенная полоса частот («щель») в частотном спектре волн, вызванная синхронным распространением замедленных ЭМВ и МСВ, имеющих разные знаки групповых скоростей.

- [1] Анфиногенов В. Б., Вербицкая Т. Н., Гуляев Ю. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 15. С. 938—943.
 [2] Анфиногенов В. Б., Вербицкая Т. Н., Гуляев Ю. В. и др. // РиЭ. 1989. Т. 34. № 3. С. 494—499.
 [3] Казаков Г. Т., Филимонов Ю. А. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 24. С. 1482—1485.
 [4] Вендик О. Г., Калинин Б. А., Митева С. И. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1981. Т. 24. № 9. С. 52—56.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР Москва

Поступило в Редакцию
7 июля 1989 г.

01; 04; 09

Журнал технической физики, т. 60, в. 9, 1990

© 1990 г.

ЭФФЕКТЫ НЕЛОКАЛЬНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОМ СВЧ ПОЛЕ

А. М. Попов, О. Б. Поповичева, Т. В. Рахимова, В. А. Феоктистов

В современной теории, описывающей кинетические процессы в низкотемпературной плазме в постоянных и переменных электромагнитных полях, наиболее интересным и малоизученным является вопрос об определении энергетического спектра электронов в пространственно неоднородных полях, когда он не является однозначной функцией величины электрического поля. Если размеры области неоднородности поля сравнимы с длиной релаксации энергии Λ_u электронов в газе, то необходимо учитывать влияние пространственной диффузии и дрейфового движения электронов на вид функции распределения по энергиям (ФРЭ).

Приближенные решения уравнения Больцмана в двучленном приближении в неоднородном поле анализировались в [1, 2], а в [3] получен ряд автомодельных решений для определенных законов изменения электрического поля. В работе [4] предложен учет нелокальности влияния электрического поля путем замены локального поля $E(x)$ средним полем на предыдущем участке пути электрона, на котором он набрал энергию для ионизации атома. Необходимо также отметить ряд работ [5—7], содержащих численный расчет нелокальной ФРЭ в приэлектродных областях тлеющего разряда.

При моделировании высокочастотного разряда в [8] в качестве упрощенного рассмотрения предлагалось учитывать влияние нелокальности ФРЭ на величину константы скорости ионизации $\langle \sigma v \rangle_i$ путем определения из диффузионного уравнения распределения температуры электронов по пространственной координате, полагая при этом, что величина $\langle \sigma v \rangle_i$ однозначно определяется температурой в данной точке пространства. Зависимость $\langle \sigma v \rangle_i$ от температуры электронов определялась из решения локального уравнения Больцмана. Однако строгий подход к решению этой проблемы возможен только на основе решения кинетического уравнения для электронов в неоднородном поле.

В настоящее время в литературе практически отсутствуют работы, рассматривающие нелокальное влияние электрического поля на функцию распределения электронов на ранней стадии развития пробоя газа в высокочастотном поле. Такой случай реализуется, например, при исследовании СВЧ пробоя газов при низких давлениях в резонаторе, где электрическое поле меняется в пределах камеры, а Λ_u может оказаться порядка ее размеров [9].

Обычно размножение электронов в газе происходит в результате ионизации атомов или молекул электронным ударом, диффузия же приводит к уходу электронов из области действия поля. Конкуренция этих процессов (в электроотрицательных газах необходимо также учитывать прилипание) определяет пороговое для пробоя значение электрического поля. При этом в стационарном поле порог СВЧ пробоя определяется условием $\nu_i - \nu_a = D/\Lambda^2$, где ν_i , ν_a — частоты ионизации и прилипания, D — коэффициент диффузии электронов, Λ — характерный размер порядка области локализации поля. Для цилиндрической геометрии $\Lambda = r_0/2.405$, где r_0 — радиус резонатора.