

05; 09

АНИЗОТРОПНЫЕ СВОЙСТВА ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ БЕЗОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН

А. Б. Валяевский, А. В. Вашковский, А. В. Стальмахов, В. А. Тюлюкин

Теоретически и экспериментально исследованы свойства ограниченных волновых пучков поверхностных и обратных объемных безобменных спиновых (магнитостатических) волны, распространяющихся в ферритовых пленках, в случае, когда направление распространения волнового пучка не совпадает с нормалью к излучающему полосковому преобразователю.

Введение

Успехи в разработке дискретных устройств обработки СВЧ сигналов на основе безобменных спиновых волн, которые часто называют магнитостатическими волнами (МСВ) [1, 2], делают насущной проблему изучения принципов их интеграции. В этой связи становится актуальной задача исследования поведения ограниченных волновых пучков МСВ, когда размеры пучка много меньше размеров ферритовой пленки [3-7]. Наряду с этим такие исследования будут дальнейшим шагом в изучении аспектов физики распространения МСВ, связанных с анизотропией энергетических характеристик МСВ. Рассмотренные случаи поведения волнового пучка поверхностных и объемных МСВ, излученных преобразователем с конечной апертурой, когда направление распространения энергии волны совпадает с нормалью к излучающему преобразователю, показали, что даже в ситуации, когда в приближении геометрической оптики распространение МСВ носит изотропный характер, в поведении волновых пучков проявляются интересные особенности. В частности, общая ширина пучка ограничена сектором разрешенных направлений распространения энергии МСВ, при распространении волнового пучка поверхностной МСВ может наблюдаться его раздвоение.

Настоящая статья посвящена теоретическому и экспериментальному изучению поведения ограниченных волновых пучков МСВ в ситуации, при которой направление распространения энергии волны отлично от направления нормали к излучающему преобразователю и в силу свойств среды зависит от частоты и угла между постоянным магнитным полем и преобразователем, т. е. когда наиболее полно проявляются анизотропные свойства МСВ в гиротропной среде. В экспериментальной части работы представлены результаты зондового исследования трансформации волнового пучка МСВ при изменении направления его распространения. Показана неприменимость использования при описании волновых пучков понятия угла «отсечки», который вводится в плоско-волновом подходе [8].

Описание анизотропных свойств волновых пучков МСВ на основе сопоставления углового спектра и спектра направлений групповых скоростей плоских волн

Используемая геометрия задачи была следующей: плоскость ферритовой пленки толщиной d совпадала с плоскостью (yz) декартовой системы координат, излучающий преобразователь МСВ располагался на пленке вдоль оси z , а ко-

ординаты его концов имели значения $(0, -b/2)$, и $(0, b/2)$. Постоянное магнитное поле H_0 было касательно к плоскости пленки и могло составлять произвольный угол φ с излучающим преобразователем.

Плосковолновый анализ [9, 10] показал, что направление распространения энергии МСВ не будет совпадать с нормалью к излучающему преобразователю поверхностных МСВ, когда угол $\varphi \neq 0$, и обратных объемных МСВ, когда либо угол $\varphi \neq 90^\circ$, либо имеется металлизация ферритовой пленки. Рассмотрим излучение волновых пучков МСВ в этих ситуациях.

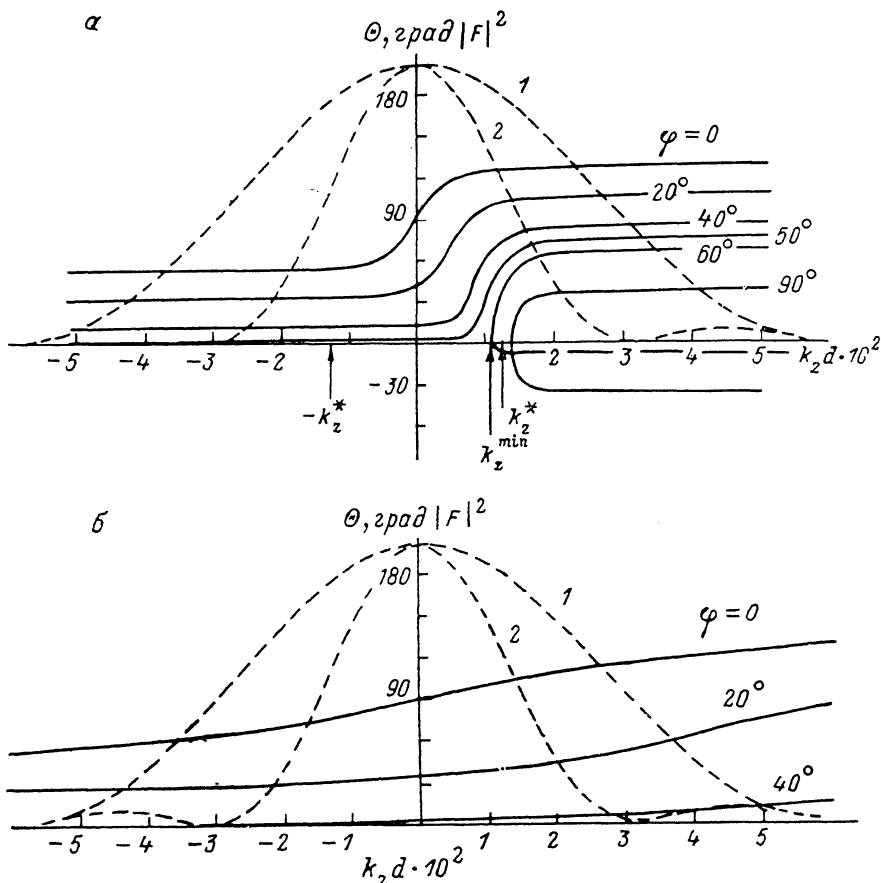


Рис. 1. Квадрат модуля углового спектра плоских волн $|F(k_x)|^2$ при $b=100d$ (1) и $200d$ (2) и спектр направлений групповых скоростей плоских волн $\Theta(k_x)$ для поверхностной МСВ при различных углах φ (параметр $4\pi M_0/H_0=2$).

$$\alpha - \Delta k_x > |k_x^*|, \quad \beta - \Delta k_x < |k_x^*|.$$

Будем описывать волновые пучки, как предложено в работе [7], исходя из сопоставления квадрата модуля углового спектра плоских волн $F(k_x)$, формируемого используемым преобразователем, и спектра направлений групповых скоростей плоских волн $\Theta(k_x)$, а именно зависимости угла Θ между преобразователем (ось z) и групповой скоростью от величины k_x (k_x — проекция волнового вектора МСВ на ось z). Угловым спектром плоских волн называется величина

$$F(k_x) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(z) e^{-ik_x z} dz e^{ik_y(k_x) y},$$

где k_y и k_x — компоненты волнового вектора МСВ, $\sigma(z)$ — амплитуда волны при $y=0$. Функция $k_y(k_x)$ в этом выражении связывает компоненты волнового вектора k и в нашем случае определяется дисперсионным уравнением соответствующего типа МСВ. Величина $F(k_x)$ представляет собой амплитуду плоской

волны с данным значением k_z , направление фазовой и групповой скорости которой может быть определено на основании дисперсионного уравнения МСВ.

На рис. 1 штриховыми кривыми показан (в относительных единицах) квадрат модуля углового спектра плоских волн для случая, когда волна возбуждается преобразователем конечной длины b в предположении, что при этом апертурная функция $\sigma(z)$ имеет вид

$$\sigma(z) = \begin{cases} 1 & \text{для } |z| < \frac{b}{2}, \\ 0 & \text{для } |z| > \frac{b}{2}. \end{cases}$$

Спектр $|F(k_z)|^2$ является характеристикой излучающего преобразователя. Как видно из рис. 1, амплитуда боковых максимумов значительно меньше центрального, поэтому ширину углового спектра можно считать равной ширине его центрального максимума $2\Delta k_z$. Величина Δk_z определяется только длиной преобразователя и растет (рис. 1) с уменьшением b .

Спектр направлений групповых скоростей плоских волн $\Theta(k_z)$ определяется как свойствами МСВ, зависящими от характера дисперсионной поверхности, намагниченности, частоты, величины H_0 , так и углом φ между излучающим преобразователем и постоянным магнитным полем.

Рассмотрим волновой пучок поверхностной МСВ при изменении угла φ на основании сопоставления спектров $F(k_z)$ и $\Theta(k_z)$. На рис. 1, а сплошными кривыми показан рассчитанный спектр $\Theta(k_z)$ для поверхностной МСВ при различных значениях угла φ . Видно, что для $\varphi=0$ зависимость $\Theta(k_z)$ является симметричной относительно точки ($k_z d=0$, $\Theta=90^\circ$), поэтому в этом случае излучателем формируется волновой пучок МСВ, симметричный относительно нормали к его центру. При этом по сравнению со случаем волн в изотропных средах, где всегда $\Theta = \arccos(k_z/k_x)$, отличительной чертой зависимости $\Theta(k_z)$ поверхностной МСВ является наличие практически плоских участков для $|k_z| > k_x^*$, которые характеризуются углами $(90^\circ + \Theta^*)$ и $(90^\circ - \Theta^*)$, что приводит к выделению двух преимущественных направлений распространения энергии плоских волн. Поэтому, если плоские участки зависимости $\Theta(k_z)$ лежат внутри центрального максимума спектра плоских волн, т. е. $\Delta k_z > |k_x^*|$ (ситуация показана на рис. 1, а), то наблюдается раздвоение волнового пучка поверхностной МСВ при его распространении по ферритовой пленке, причем это раздвоение пучка выражено тем сильнее, чем больше полуширина углового спектра по сравнению со значением k_x^* , которое в свою очередь уменьшается с уменьшением частоты в диапазоне существования поверхностной МСВ. Эта особенность излучения пучка поверхностной волны для частного случая $\varphi=0$ теоретически и экспериментально исследована в работе [7]. При повороте излучающего преобразователя относительно постоянного магнитного поля ($\varphi \neq 0$) спектр направлений групповых скоростей плоских волн начинает трансформироваться. С ростом φ центр зависимости $\Theta(k_z)$ не совпадает с точкой ($k_z d=0$, $\Theta=90^\circ$) и смещается с ростом φ по осям Θ и $k_z d$ (рис. 1, а). При этом плоские участки характеризуются теперь углами $(90^\circ + \Theta^* - \varphi)$ и $(90^\circ - \Theta^* - \varphi)$, а значения k_z^* на отрицательной и положительной частях оси k_z различны и растут с ростом φ . При смене угла φ на $-\varphi$ центр зависимости $\Theta(k_z)$ будет смещаться в сторону отрицательной части оси k_z и плоские участки характеризуются углами $(90^\circ + \Theta^* + \varphi)$ и $(90^\circ - \Theta^* + \varphi)$. Следует отметить, что значение $\Theta(0)$, соответствующее $k_z=0$, определяет направление распространения энергии поверхностной МСВ для различных углов φ , которое получается в плосковолновом анализе поведения групповой скорости МСВ.

Рассмотрим вначале излучение волнового пучка при изменении угла φ от 0 до $\varphi_{от}$, где $\varphi_{от}$ — угол «отсечки» поверхностной МСВ, определяемый из дисперсионного уравнения (для параметров, соответствующих рис. 1, а, $\varphi_{от} = 50.5^\circ$). Смещение спектра направлений групповых скоростей $\Theta(k_z)$ при увеличении угла φ относительно независимого от φ квадрата модуля углового спектра плоских волн $F(k_z)$ приводит к тому (рис. 1, а), что одному из направлений преимущественного распространения энергии плоских волн $\Theta=90^\circ -$

$-\Theta^* - \varphi$ соответствуют плоские волны с большими амплитудами по сравнению с направлением $\Theta = 90^\circ + \Theta^* - \varphi$. Физически это означает, что в волновом пучке при $\varphi \neq 0$ наряду с общим поворотом пучка, который характеризуется углом $\Theta(0)$, должно наблюдаться появление несимметрии и преимущественного распространения энергии вдоль направления $90^\circ - \Theta^* - \varphi$, причем с ростом φ эта несимметрия в волновом пучке возрастает. Таким образом, с ростом φ в исходном раздвоенном волновом пучке может исчезнуть одна из его составляющих, причем наиболее близкая к направлению нормали к центру излучающего преобразователя ($\Theta = 90^\circ$). Описываемый ниже эксперимент подтвердил этот теоретический вывод.

Особый интерес представляет поведение волнового пучка для случая $\varphi > \varphi_{от}$. В этой ситуации в плосковолновом анализе возбуждение поверхностной МСВ невозможно. Из рис. 1, а видно, что для $\varphi > \varphi_{от}$ зависимость $\Theta(k_z)$ претерпевает качественное изменение и лежит при значении $k_z > k_z^{min}$, которое зависит от частоты и угла φ . Поэтому волновой пучок поверхностной МСВ будет формироваться только плоскими волнами с $k_z > k_z^{min}$. С увеличением φ значение k_z^{min} возрастает и становится максимальным при $\varphi = 90^\circ$. Из сопоставления спектров $|F(k_z)|^2$ и $\Theta(k_z)$ видно, что при апертуре излучающего преобразователя, обеспечивающей условие $\Delta k_z > k_z^{min}$ возможно возбуждение поверхностной МСВ и при $\varphi > \varphi_{от}$. С увеличением апертуры величина Δk_z уменьшается, и, когда полуширина углового спектра становится меньше k_z^{min} , возбуждение поверхностной волны за углом «отсечки» практически отсутствует. Аналогичная ситуация имеет место с ростом частоты в диапазоне существования МСВ, так как величина k_z^{min} при этом быстро возрастает. Следует обратить внимание на тот факт, что, если не принимать дополнительных мер, преобразователь МСВ возбуждает волны в обе стороны, причем эти волны распространяются по разным поверхностям ферритовой пленки. В случае возбуждения поверхностной волны при $\varphi > \varphi_{от}$ в разные стороны от плоскости излучающего преобразователя и под достаточно малыми углами к нему возбуждаются распространяющиеся по одной поверхности феррита две волны. Их характеристики определяются участками зависимости $\Theta(k_z)$ с $\Theta > 0$ и $\Theta < 0$ (рис. 1, а). В симметричных относительно нормали к излучающему преобразователю секторах углов будут распространяться волны по другой поверхности ферритовой пленки.

Рассмотрим теперь поведение волнового пучка при изменении угла φ в ситуации, когда для $\varphi = 0$ величина $\Delta k_z < |k_z^*|$, т. е. отсутствует раздвоение волнового пучка поверхностной МСВ. Это реализуется либо для излучающего преобразователя с достаточно большой апертурой (малая ширина углового спектра), либо для частот в средней и верхней частях диапазона поверхностной МСВ, когда значение k_z^* велико. Именно последней ситуации соответствует спектр направлений групповых скоростей (рис. 1, б). Видно, что в этом случае трансформация зависимости $\Theta(k_z)$ с ростом φ будет приводить также к появлению несимметрии в волновом пучке и, кроме того, к сужению его общей ширины, так как угловой сектор направлений групповых скоростей плоских волн, соответствующих центральному максимуму углового спектра, с ростом φ уменьшается. Несимметрия в пучке будет выражаться в том, что один его край, соответствующий направлению групповых скоростей плоских волн с $k_z > 0$, будет более пологим, чем край пучка, формируемый волнами с $k_z < 0$. При этом общий поворот направления распространения пучка по-прежнему определяется углом $\Theta(0)$. При $\varphi > \varphi_{от}$ поведение зависимости $\Theta(k_z)$, а следовательно, и волнового пучка аналогично рассмотренному выше, но в отличие от частот в нижней части частотного диапазона скорость возрастания значения k_z^{min} с ростом φ значительно больше, и при $\varphi = 90^\circ$ для параметров, соответствующих рис. 1, б, $k_z^{min}d = 0.14$. Поэтому для возбуждения поверхностной МСВ при $\varphi > \varphi_{от}$ преобразователь МСВ должен приближаться к точечному, чтобы выполнялось условие $\Delta k_z > k_z^{min}$.

Рассмотрим теперь анизотропные свойства волновых пучков обратных объемных МСВ, возбуждаемых полосковым излучателем. В структуре диэлектрик—феррит—диэлектрик поведение пучков объемных МСВ при изменении угла φ между излучающим преобразователем и направлением постоянного

магнитного поля аналогично поведению пучков поверхностной МСВ. Это связано с тем, что перестройка спектра $\Theta(k_x)$ объемной МСВ с углом φ качественно совпадает с рассмотренной выше. Более интересным является случай возбуждения пучков обратных объемных МСВ в ферритовой пленке с односторонней металлизацией. Как показано в работе [10], в такой структуре направление распространения энергии объемной МСВ не будет совпадать с нормалью к излучающему преобразователю даже в случае, когда магнитное поле перпендикулярно к преобразователю ($\varphi=90^\circ$). На рис. 2 для $\varphi=90^\circ$ показаны расщепленные спектры направлений групповых скоростей первой моды объемной МСВ при различных значениях нормированной частоты $\Omega=\omega/\gamma H_0$ в ферритовой пленке с односторонней металлизацией (кривые 1, 2) и без нее (кривые 1', 2'). Штриховыми кривыми на рис. 2 показан спектр $|F(k_x)|^2$ для двух значений апертуры излучающего преобразователя. Видно, что металлизация приводит к резкой трансформации спектра $\Theta(k_x)$, причем характер перестройки спектра в сильной степени зависит от частоты. Для частот вблизи верхней частотной границы объемной МСВ металлизация должна привести к тому, что одна часть

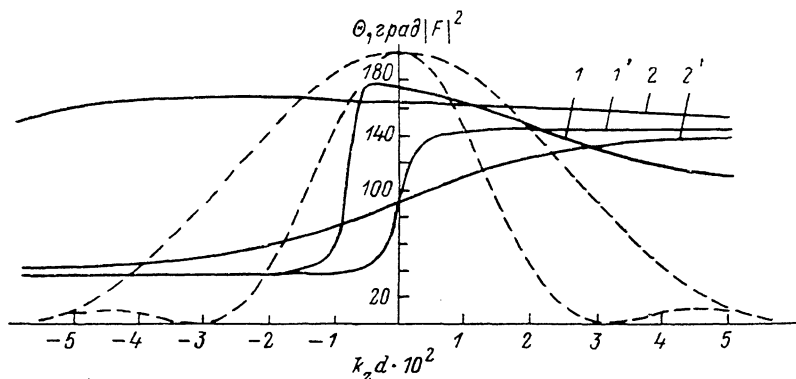


Рис. 2. Спектр направлений групповых скоростей плоских волн для обратной объемной МСВ в ферритовой пленке.

Ω : 1, 1' — 1.728; 2, 2' — 1.69. Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

раздвоенного волнового пучка, который распространялся бы в структуре диэлектрик—феррит—диэлектрик, поскольку для этой частоты выполняется условие $\Delta k_x > |k_x^*|$, будет расплываться, так как плоский участок на зависимости $\Theta(k_x)$ для положительных значений трансформируется в падающий. Таким образом, раздвоение волнового пучка объемной волны для частот вблизи верхней частотной границы при возбуждении пучка в металлизированной пленке будет выражено слабо. Однако при этом сектор направлений групповых скоростей плоских волн, соответствующих центральному максимуму углового спектра, в металлизированной пленке расширяется. Это значит, что расширяется общая ширина волнового пучка.

Для более низкой частоты ($\Omega=1.69$) (рис. 2) металлизация приводит к тому, что внутри центрального максимума спектра плоских волн лежит горизонтальный участок зависимости $\Theta(k_x)$, т. е. волновой пучок объемной МСВ этой частоты при его возбуждении в металлизированной пленке практически не будет расплываться. При этом центральное направление в пучке, определяемое углом $\Theta(0)$, составляет значительный угол к направлением нормали к преобразователю. При дальнейшем понижении частоты вид спектра $\Theta(k_x)$ в диапазоне k_x , соответствующем центральному максимуму углового спектра, не изменяется, т. е. по-прежнему в ферритовой пленке с односторонней металлизацией будет отсутствовать дифракционное расплывание волнового пучка обратной объемной МСВ, что делает эту волноведущую структуру чрезвычайно перспективной с практической точки зрения. Кроме того, с понижением частоты направление распространения пучка приближается к направлению нормали к преобразователю ($\Theta=90^\circ$).

Экспериментальное исследование поведения волнового пучка МСВ при изменении направления его распространения относительно нормали к центру излучающего преобразователя проводились с использованием подвижного зонда [6]. Петлевой зонд имел поперечные размеры 0.5 мм и мог равномерно перемещаться по поверхности ферритовой пленки микровинтами. При этом перемещении вдоль излучающего преобразователя осуществлялось с помощью электропривода. Усиленный сигнал с зонда поступал на ось y двухкоординатного самописца, что позволяло получать графические изображения профилей волнового пучка МСВ. Пучок МСВ формировался микрополосковым излучающим преобразователем с апертурой 1 мм, расположенным на поверхности ферритовой пленки, на который с генератора поступал СВЧ сигнал с частотой f . В качестве ферритовой пленки использовалась пленка железиттриевого граната (ЖИГ) в форме полудиска диаметром 76 мм и толщиной 16 мкм. Пленка

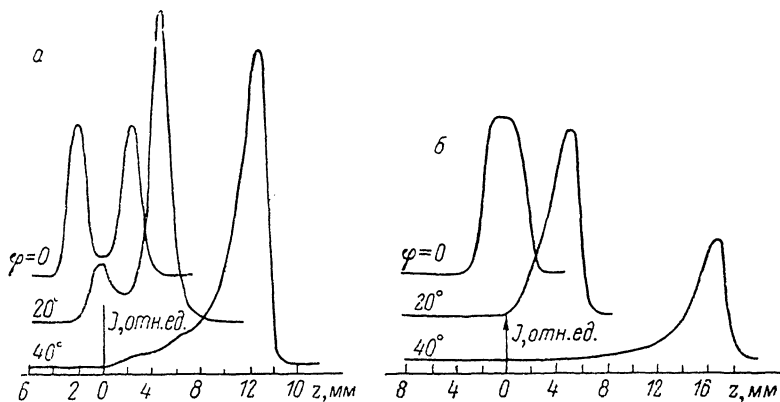


Рис. 3. Результаты экспериментального измерения профилей волнового пучка поверхностной МСВ при изменении угла φ для $b=1$ мм, $H_0=950$ Э.

f , ГГц: а — 4.52, б — 4.58.

была намагничена до насыщения постоянным магнитным полем H_0 , направленным касательно ее плоскости.

Конструкция механической части измерительной установки позволяла изменять угол φ между излучающим преобразователем и постоянным магнитным полем от 0 до 90° , сохраняя при этом параллельность перемещения зонда относительно излучающего преобразователя и не изменяя положение излучателя на поверхности ферритовой пленки.

На рис. 3 представлены измеренные профили волновых пучков поверхностной МСВ при изменении угла φ на фиксированном расстоянии 5 мм от плоскости движения зонда до излучающего преобразователя, центр которого совпадает с точкой $z=0$. На рис. 3, а показан случай, когда при $\varphi=0$ излучающий преобразователь формирует симметричный раздвоенный волновой пучок [7]. Видно, что с ростом угла φ происходит, во-первых, общее отклонение пучка от нормали к излучателю, во-вторых, качественная трансформация характера пучка, которая выражается в исчезновении одной части раздвоенного пучка и увеличении при этом интенсивности другой. Такое поведение пучка при изменении угла находится в полном согласии с выводами теоретической части работы.

На рис. 3, б показан случай, когда частота в диапазоне поверхностной МСВ была выбрана так, что излучающий преобразователь при $\varphi=0$ формировал достаточно узкий нераздвоенный волновой пучок МСВ. В этой ситуации увеличение угла φ также приводит к отклонению направления распространения пучка и, кроме того, к появлению несимметрии в пучке, которая выражена в различной крутизне краев волнового пучка. В соответствии с выводами

теоретического анализа (рис. 1, б) край пучка, ближайший к нормали, к центру преобразователя становится более пологим, по сравнению с другим.

Результаты экспериментального исследования трансформации пучка поверхностной МСВ (рис. 3) соответствовали изменению угла φ до угла «отсечки» поверхностной волны. Выше было показано, что возбуждение ограниченных

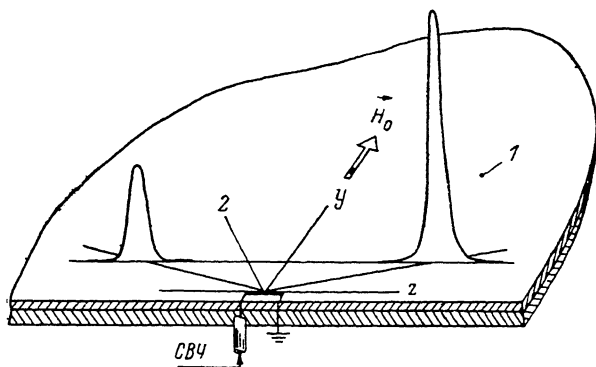


Рис. 4. Возбуждение поверхностной МСВ при ориентации постоянного магнитного поля перпендикулярно излучающему преобразователю при $\varphi=90^\circ$ для $s=1$ мм, $H_0=955$ Э, $f=4.53$ ГГц.

1 — пленка ЖИГ, 2 — излучающий преобразователь.

волновых пучков поверхностной МСВ может происходить и при $\varphi > \varphi_{от}$. На рис. 4 приведены результаты исследования подвижным зондом излучения МСВ, когда направление постоянного магнитного поля было перпендикулярно излучающему преобразователю ($\varphi=90^\circ$), т. е. при геометрии, используемой для возбуждения обратных объемных МСВ, однако рабочая частота СВЧ сигнала лежала (для данного значения постоянного магнитного поля) в нижней части диапазона поверхностной МСВ. Видно, что даже при $\varphi=90^\circ$ наблюдается излучение поверхностной волны в двух направлениях, симметричных относительно нормали к преобразователю и отклоненных от нее на большой угол. При этом измеренные интенсивности волны в этих двух направлениях несколько отличались по величине. Это связано с тем, что, как отмечалось выше, при возбуждении поверхностной МСВ за углом «отсечки» в одну сторону от излучающего преобразователя, но в разных четвертях относительно нормали к нему распространение поверхностной волны будет происходить по разным поверхностям ферритовой пленки. Отсюда некоторая разница в измеряемых интенсивностях этих волн, причем при изменении направления постоянного магнитного поля на обратное картина симметрично изменялась относительно нормали к излучающему преобразователю. Это также служило подтверждением тому, что наблюдаемая волна является поверхностной МСВ, так как только она характеризуется невязанностью при смене направления H_0 . С ростом частоты в диапазоне поверхностной МСВ значение k_z^{min} увеличивается, в эксперименте интенсивность возбуждения поверхностной волны за углом «отсечки» с ростом частоты спадала до нуля.

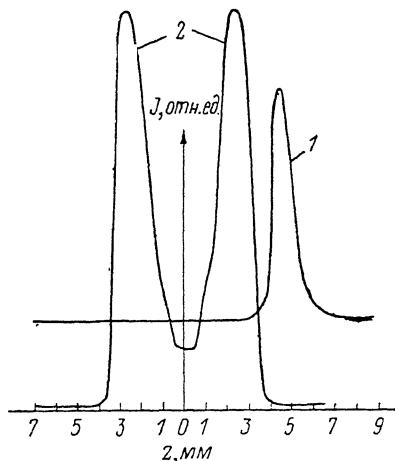


Рис. 5.

В заключение рассмотрим результаты экспериментального исследования излучения ограниченных волновых пучков обратных объемных МСВ. На рис. 5 представлены измеренные на расстоянии 4 мм от излучающего преобразователя, ориентированного перпендикулярно H_0 ($\varphi=90^\circ$), профили пучка об-

ратной объемной волны в ферритовой пленке ЖИГ с односторонней металлизацией (кривая 1) и без нее (кривая 2) для $f=3.65$ ГГц и $H_0=725$ Э. Так как непосредственно исследовать с помощью подвижного зонда пучки МСВ в металлизированной пленке невозможно ввиду экранирования ВЧ полей волны металлическим экраном, то в эксперименте при измерении профилей пучка обратной объемной МСВ подвижный зонд перемещался по пленке ЖИГ вдоль края металлического экрана. При этом расстояние от плоскости движения зонда до края металла составляло менее 100 мкм, что позволяло практически исключить изменение профиля пучка за счет его распространения в участке неметаллизированной пленки. В эксперименте, результаты которого показаны на рис. 5, частота СВЧ сигнала была выбрана так, что в неметаллизированной пленке используемый излучающий преобразователь с апертурой 1 мм возбуждал раздвоенный волновой пучок объемной волны. Видно, что в соответствии с теоретическими оценками (рис. 3) металлизация пленки привела к резкому уменьшению дифракционного расплывания пучка, как следствие, к уменьшению при прочих равных условиях его полной ширины и исчезновению его раздвоения. Однако при этом направление распространения пучка обратной объемной МСВ отклонилось на значительный угол от нормали к излучающему преобразователю.

Заключение

Таким образом, проведенные исследования возбуждения ограниченных волновых пучков поверхностной МСВ показали качественную трансформацию профиля пучка при изменении ориентации излучающего преобразователя относительно постоянного магнитного поля. Показано, что односторонняя металлизация ферритовой пленки приводит к резкому уменьшению дифракционного расплывания пучка обратной объемной МСВ. Результаты экспериментальных исследований анизотропных свойств волновых пучков МСВ хорошо согласуются с выводами теоретического анализа, основанного на сопоставлении углового спектра плоских волн, формируемого используемым излучателем, и спектра направлений групповых скоростей плоских волн. Экспериментально показана возможность возбуждения пучка поверхностной МСВ при углах между излучающим преобразователем и H_0 , больших угла «отсечки».

Литература

- [1] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. // РИЭ. 1978. Т. 23, № 5. С. 897—917.
- [2] Castera J.-P. // Appl. Phys. 1984. Vol. 55. N 6. P. 2506—2511.
- [3] Лукоцкий В. П., Седлецкий Ю. В. // Изв. вузов. Радиофизика, 1987. Т. 30. № 5. С. 654—664.
- [4] Parekh J. P., Tuan H. S. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 3. P. 2279—2281.
- [5] Гольдберг Л. Б. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 10. С. 1893—1901.
- [6] Вашковский А. В., Гречушкин К. В., Стальмахов А. В., Тюлюкин В. А. // РИЭ. 1987. Т. 32. № 11. С. 2295—2304.
- [7] Валяевский А. Б., Вашковский А. В., Стальмахов А. В., Тюлюкин В. А. // РИЭ. 1988. Т. 33. № 9. С. 1820—1830.
- [8] Damon R. W., Eshbach J. P. // Phys. Chem. Sol. 1961. Vol. 19. N 3/4. P. 308—320.
- [9] Collins J. H., Pizzarello F. A. // Intern. J. Electron. 1973. Vol. 34. N 3. P. 319—351.
- [10] Вашковский А. В., Валяевский А. Б., Стальмахов А. В., Тюлюкин В. А. // РИЭ. 1987. Т. 32. № 11. С. 2450—2452.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
8 февраля 1988 г.