

О ВЛИЯНИИ КОНФИГУРАЦИИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕР ДИСПЕРСИИ В МАГНИТОУПРУГИХ ЛЗ, ПРИМЕНЯЕМЫХ ДЛЯ СЖАТИЯ ЧМ-РАДИОИМПУЛЬСОВ

А. Г. Ройтер

Одесса

В магнитоупругих ЛЗ на основе монокристалла железиттриевого граната (ЖИГ) возможны две основные конфигурации внутреннего постоянного магнитного поля вдоль длины кристалла: «мениском вниз» (рис. 1, а) и «мениском вверх» (рис. 1, б).

Нас интересует, какая из этих двух конфигураций внутреннего поля наиболее целесообразна при использовании такой ЛЗ в качестве фильтра, сжимающего ЧМ-радиоимпульсы. Для этого проанализируем зависимость времени прохождения колебаний в кристалле от частоты для каждого из указанных случаев.

В случае поля «мениском вниз» спиновая волна, возбуждаясь электромагнитной волной в одной из так называемых точек «возврата» z_0 , движется в сторону уменьшающего поля и в области «перехода» возбуждает упругие волны.

В случае сильной связи, когда к. п. д. магнито-фанонного преобразования в области перехода близок к единице, можно принять, что переход энергии от спиновой волны к магнитной происходит в одной точке — точке «перехода» z_1 . Далее волна движется как акустическая до второй точки «перехода», где она

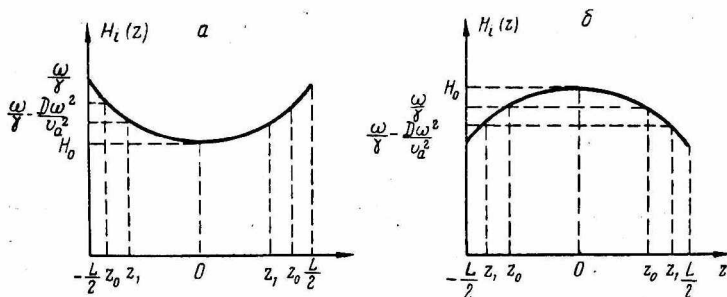


Рис. 1. Конфигурации внутреннего магнитного поля в образце.

преобразуется в спиновую. Спиновая волна во второй точке «возврата» вновь преобразуется в электромагнитную. Тогда общее время прохождения

$$T = 2(t_a + t_c), \quad (1)$$

где t_0 — время прохождения колебания в виде звуковой волны;
 t_c — время прохождения колебания в виде спиновой волны;

$$t_0 = \frac{z_1}{v_0}, \quad (2)$$

(v_a — скорость акустической волны).

Согласно [1],

$$t_c = \frac{\omega}{\gamma v_a |H'_i(z_0)|}, \quad (3)$$

где ω — круговая частота;

γ — гиромагнитное отношение;

$|H'_i(z_0)|$ — модуль градиента внутреннего поля в точке «возврата». Расстояние $\Delta z = z_0 - z_1$ очень мало по сравнению со всей длиной пути колебания в кристалле. Имея это в виду, получаем

$$T = \frac{2}{v_a} \left(z_0 + \frac{\omega}{\gamma |H'_i(z_0)|} \right). \quad (4)$$

В случае поля «мениском вверх» процессы происходят аналогично, но акустическая волна движется от точки «перехода» к ближайшему торцу стержня, отражается от него и возвращается

к той же точке «перехода», от которой колебание распространяется дальше в виде спиновой волны до точки «возврата». В этом случае время прохождения определяется также формулой (1), но для t_a следует принять

$$t_a = \frac{L}{v_a} - z_0. \quad (5)$$

Тогда получим

$$T = \frac{2}{v_a} \left(\frac{L}{2} - z_0 + \frac{\omega}{\gamma |H'_i(z_0)|} \right). \quad (6)$$

Выражения (4) и (6) отличаются от таких же выражений для времени прохождения в работе [2] на величину малого члена $\frac{D\omega^2}{v_a^2 |H'_i(z_0)|}$, который даже на частоте 10 Гц составляет для ЖИГ всего 0,038 величины последнего слагаемого.

Для анализа выражений (4) и (6) зададимся законом распределения внутреннего магнитного поля. Пусть для поля «мениском вниз» распределение имеет вид

$$H_i(z) = H_0 + H_1 \left(\frac{2z}{L} \right)^2, \quad (7)$$

где

$$H_0 > 0 \text{ и } H_1 > 0.$$

Напряженность поля в точке «возврата» определяется соотношением

$$H_i(z_0) = \frac{\omega}{\gamma} = \Omega.$$

Тогда из (7) получаем

$$z_0 = \frac{L}{2} \sqrt{\frac{\Omega - H_0}{H_1}}. \quad (8)$$

Отсюда следует, что $H_1 \geq \Omega - H_0$, так как $z_0 \leq \frac{L}{2}$. Дифференцируя (7) по z , получаем

$$H'_i(z) = 8H_1 \frac{z}{L^2}. \quad (9)$$

Подставляя (8), находим

$$H'_i(z_0) = \frac{4}{L} \sqrt{H_1} \cdot \sqrt{\Omega - H_0}. \quad (10)$$

Подставляя (8) и (10) в (4), имеем

$$T = \frac{L}{v_a} \frac{3\Omega - 2H_0}{2\sqrt{\Omega - H_0}}. \quad (11)$$

Зададимся законом распределения внутреннего поля «мениском вверх» в виде

$$H_i(z) = H_0 - H_2 \left(\frac{2z}{L} \right)^2, \quad (12)$$

где

$$H_0 > 0, \quad H_2 > 0.$$

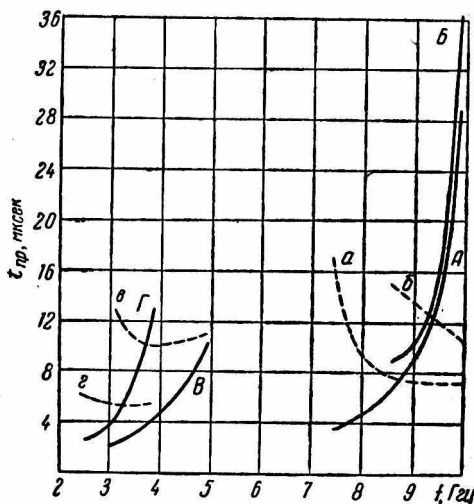


Рис. 2. Дисперсионные характеристики:

А, Б, В, Г — поле «мениском вверх»;
 а, б, з — поле «мениском вниз»; А, а —
 $H_{i \max} = 3570$ э; $H_1 = H_2 = 1000$ э; Б, б —
 $H_{i \max} = 3570$ э; $H_1 = H_2 = 570$ э; В, в —
 $H_{i \max} = 1800$ э; $H_1 = H_2 = 800$ э; Г, г —
 $H_{i \max} = 1400$ э, $H_1 = H_2 = 600$ э.

Для каждого значения $H_{i \max}$ принималось, что $H_1 = H_2$, чтобы обеспечить одинаковые условия для работы ЛЗ с разной конфигурацией внутреннего поля.

На графиках на крайних участках ошибка в расчете может превышать 10%, так как эти участки относятся к значениям поля, близким к экстремальным [3]. Однако возможность таких ошибок не мешает сделать некоторые выводы.

1. Во всех случаях, когда поле имеет конфигурацию «мениском вверх», дисперсия в полосе рабочих частот в целом значительно больше (однако в области частот, прилегающих к нижнему краю полосы, она может быть и меньше), чем в случаях поля «мениском вниз».

2. При некоторых условиях (рис. 3, а, б) в случае поля вида «мениском вниз» дисперсия может менять знак, тогда как в случае поля «мениском вверх» она сохраняет однозначность.

Рассуждая аналогично, получаем

$$z_0 = \frac{L}{2} \sqrt{\frac{H_0 - \Omega}{H_2}} \quad (13)$$

(видно, что должно выполняться условие $H_2 \geq H_0 - \Omega$),

$$H'_i(z_0) = \frac{4}{L} \sqrt{H_2} \times \\ \times \sqrt{H_0 - \Omega} \quad (14)$$

и

$$T = \frac{L}{v_0} \times \\ \times \left(1 + \frac{3\Omega - 2H_0}{2\sqrt{H_2} \cdot \sqrt{H_0 - \Omega}} \right). \quad (15)$$

На рис. 2 показаны графики $T = T(f)$ (f — частота), рассчитанные и построенные по (11) и (15) для различных значений $H_{i \max}$, H_1 и H_2 . Для каж-

3. Для поля «мениском вверх» характер кривых примерно одинаков, тогда как для поля «мениском вниз» при разных условиях он разный. Это позволяет предположить, что в случае поля «мениском вниз» ЛЗ более чувствительна к нестабильностям намагничивающего поля.

4. Полоса рабочих частот не зависит от конфигурации поля, и определяется величинами $H_{i \max}$ и $H_1 (H_2)$. Чем больше их разность, тем шире возможная полоса рабочих частот.

Таким образом, ЛЗ с внутренним магнитным полем типа «мениском вверх» имеет более резко выраженную дисперсию одного знака при прочих равных условиях. Ее и следует использовать в сжимающих фильтрах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Шлеман, Р. Джозеф, Т. Кохейн. Возбуждение спиновых волн в неоднородных магнитных полях и их применение в магнитных ЛЗ, ТИИЭР, т. 53, № 10, 1965, с. 28—37.

2. В. А. Auld, W. Strauss. Journ. Appl. Phys., 37, 983, 1966.

3. В. Штраусс. Магнитоупругие свойства иттриевого феррита-граната. «Физическая акустика», т. IV, с. 5 (сб. статей под ред. у Мэсона). Изд-во «Мир», 1970, с. 48—60.